

Technische Universität Dresden

# Entwicklung einer neuen Methode zur Ansteuerung von Ultraschall-Phased Arrays

**Andreas Gommlich**

von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktoringenieurs**

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender

Herr Prof. Dr. Hubert Lakner (TU Dresden)

Gutachter:

Herr Prof. Dr. Norbert Meyendorf (TU Dresden)

Herr Prof. Dr. Gerald Gerlach (TU Dresden)

Herr Prof. Dr. Peter Holstein (TU Ilmenau)

Tag der Einreichung: 07.12.2015

Tag der Verteidigung: 19.05.2016

## Danksagung

Diese Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand in der Arbeitsgruppe „Ultraschallsensoren und -verfahren“ am Fraunhofer-Institut für Keramische Technologien und Systeme IKTS in Dresden.

Ich danke Herrn Prof. Dr. habil. Norbert Meyendorf sehr für die Übernahme der Betreuung meiner Dissertation an der Technischen Universität Dresden sowie der sehr angenehmen und konstruktiven Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Dr. habil. Gerald Gerlach und Herrn Prof. Dr. Peter Holstein danke ich sehr für die Übernahme der Gutachten.

Besonders bedanke ich mich bei Herrn Dr. Frank Schubert. Er unterstützte mich bei der Einarbeitung in das Thema, stand mir jeder Zeit für Fragen und Diskussionen zur Verfügung und stellte mir die CEFIT-Datensätze für die 4D-CEFIT-PSS-Berechnungen bereit. Ohne seine Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Meinen Kollegen Martin Barth, Dr. habil. Bernd Köhler, Marek  $\LaTeX$  Rjelka und Dr. Thomas Kafka Windisch aus der Arbeitsgruppe „Akustische Diagnostik“, Raffael Luca Maria Gonzales Hipp aus der Arbeitsgruppe „Ultraschallsensoren und -verfahren“ sowie Boscij Pawlik und Christian Schirmann vom Fraunhofer-Institut für Photonische Mikrosysteme IPMS danke ich sehr für ein wissenschaftlich und gleichermaßen auch kulturell inspirierendes Umfeld.

Des Weiteren gilt mein Dank den Kollegen Andreas Brusinsky, Susanne Hillmann, Dr. Dieter Joneit, Dr. Peter Krüger, Christian Richter und Susan Walter für ihre Hilfsbereitschaft mich bei Laborversuchen zu unterstützen und für Fachgespräche zur Verfügung zu stehen.

Durch meine Freunde Asim Badass Aghdiri, Mathias Bothe, Kerstin Böttcher, Dr. Patrick Goes, Around Göttner, Martin Hänig, Prof. Dr. habil. Michael Kaufmann, Jule Koch, Thomas Tittscher Kuhnt, Dr. Jörg Matthes, Sandra Schönbach, エリザベスシュルツェ, Tanguera PD Dr. habil. Anni-Yasmin Turhan und Prof. Dr. Stephan Zipser blieb mein Horizont weit, die Facetten des Alltags farbig und strahlend und mein Leben abwechslungsreich und spannend. Dafür bin ich ihnen allen sehr dankbar.

Bei Christa Gommlich bedanke ich mich ganz herzlich für die Übernahme des Lektorats. Sie kämpfte sich mit größter Akribie durch den Text eines ihr so fremden Themas und motivierte mich darüber hinaus besonders in der Schlussphase dieser Arbeit.

Letztlich bedanke ich mich von ganzen Herzen bei meiner Familie. All jenen, die dazu gehören, verdanke ich ein Umfeld der Liebe, des Vertrauens und der Sicherheit. Mir ist bewusst, dass das ein großer Segen ist und ich mich deshalb glücklich schätzen kann.

Dresden, den 31. Mai 2016

Andreas Gommlich

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungen und Tabellen</b>	<b>vii</b>
<b>Notation</b>	<b>ix</b>
Abkürzungen . . . . .	ix
Formelzeichen . . . . .	x
Indizes . . . . .	x
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Entwicklungsstand der Phased Array-Technologie . . . . .	6
1.2 Offene Fragen und Thesen . . . . .	8
1.3 Ziele und Gliederung der Arbeit . . . . .	10
<b>2 Charakterisierung des Schwingungsverhaltens</b>	<b>12</b>
2.1 Aufbau von Ultraschall-Phased Array-Wandlern . . . . .	13
2.1.1 Anpassung der Impedanz des PZT-Komposits . . . . .	14
2.1.2 Anpassung der Impedanz der Anpassschicht . . . . .	14
2.1.3 Konfiguration der Anpassschicht . . . . .	15
2.1.4 Auslegung des Dämpfungskörpers . . . . .	15
2.1.5 Messtechnische Untersuchung des Wandleraufbaus . . . . .	16
2.2 Laservibrometrische Schwingungsanalyse . . . . .	19
2.2.1 Analyse des zeitlichen Schwingungsverhaltens . . . . .	21
2.2.2 Analyse des lokalen Schwingungsverhaltens . . . . .	23
2.3 Validierung durch Messung am Referenzkörper . . . . .	27
2.3.1 Unfokussierte Messung - Rückwandecho . . . . .	27
2.3.2 Fokussierte Messung - Echo einer Querlochbohrung . . . . .	30
2.4 Zusammenfassung der Charakterisierung . . . . .	31
<b>3 Schallfeldsimulation</b>	<b>33</b>
3.1 Einführung und Übersicht . . . . .	33
3.2 Schallfeldsimulation mit 4D-CEFIT-PSS . . . . .	35
3.2.1 Zylindrische elastodynamische finite Integrationstechnik - CEFIT . . . . .	36
3.2.2 Punktquellensynthese - PSS . . . . .	41
3.3 Zusammenfassung der Schallfeldsimulation . . . . .	44
<b>4 Aperturmodellierung</b>	<b>46</b>
4.1 Geometrische Betrachtung . . . . .	46
4.2 Wellenphysikalische Betrachtung . . . . .	47
4.3 Einfluss der Apertur im Zeitbereich . . . . .	49
4.3.1 Aperturmodellierung mit zentrierter Punktquelle . . . . .	49
4.3.2 Aperturmodellierung mit Linienquelle – aktive Apertur . . . . .	52

4.3.3	Aperturmodellierung mit Linienquelle – passive Apertur . . . . .	55
4.3.4	Aperturmodellierung mit Flächenquelle . . . . .	59
4.4	Einfluss der Apertur im Frequenzbereich . . . . .	61
4.4.1	Aperturmodellierung mit zentrierter Punktquelle . . . . .	62
4.4.2	Aperturmodellierung mit Linienquelle – aktive Apertur . . . . .	64
4.4.3	Aperturmodellierung mit Linienquelle – passive Apertur . . . . .	65
4.4.4	Aperturmodellierung mit Flächenquelle . . . . .	67
4.5	Zusammenfassung der Aperturmodellierungsarten . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Focal Laws</b>	<b>72</b>
5.1	Ansteuerungsarten . . . . .	72
5.2	Focal Law-Berechnung mit geometrischer Akustik . . . . .	75
5.3	Focal Laws mit wellenphysikalischer Simulation . . . . .	75
5.4	Performancegewinn über dem gesamten Arbeitsbereich . . . . .	80
5.5	Zusammenfassung . . . . .	82
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>83</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	83
6.2	Ausblick . . . . .	86
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>88</b>
<b>A</b>	<b>CEFIT-PSS – Beispielkonfigurationen</b>	<b>92</b>
A.1	Punktapertur . . . . .	93
A.2	Kreisapertur . . . . .	94
A.3	Rechteckapertur . . . . .	95
<b>B</b>	<b>Maximaler Punktquellenabstand</b>	<b>96</b>
<b>C</b>	<b>Simulationsparameter</b>	<b>99</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Messprinzipien der Ultraschallprüfung . . . . .	2
1.2	Teilchenbewegung in einer Longitudinal- und in einer Transversalwelle . . . . .	3
1.3	Übersicht der Fokussierungsarten bei Ultraschallwandlern . . . . .	4
1.4	Schalldruck auf der $z$ -Achse von Kolbenschwingern . . . . .	5
1.5	Typische Phased Array Geometrien . . . . .	6
1.6	Geometrische Kenngrößen eines linearen Phased Array . . . . .	7
1.7	Prüfelektronik <i>PCUS<sup>®</sup> pro Array</i> . . . . .	7
1.8	Schematische Darstellung der konstruktiven Wellenüberlagerung . . . . .	9
2.1	Schematischer Aufbau eines Ultraschallwandlers [34] . . . . .	12
2.2	Seitenansicht eines Phased Array Prüfkopfes . . . . .	13
2.3	Mehrfachreflexionen im PZT-Komposit und der Anpassschicht . . . . .	15
2.4	Computertomographie eines Ultraschall-Prüfkopfes . . . . .	17
2.5	SAM-Messung: A-Scan mit Blenden . . . . .	18
2.6	SAM-Messungen: C-Scans in unterschiedlichen Ebenen . . . . .	18
2.7	Prinzipieller Messaufbau der laservibrometrischen Schwingungsanalyse . . . . .	20
2.8	Laservibrometrische Vermessung eines intakten Prüfkopfes . . . . .	20
2.9	Laservibrometrische Vermessung eines beschädigten Prüfkopfes . . . . .	20
2.10	Mittlere $z$ -Auslenkung der Einzelelemente eines intakten Prüfkopfes . . . . .	21
2.11	Ereignisse im Zeitsignal eines intakten Prüfkopfes . . . . .	22
2.12	Mittlere $z$ -Auslenkung der Einzelelemente eines beschädigten Prüfkopfes . . . . .	22
2.13	Ereignisse im Zeitsignal eines beschädigten Prüfkopfes . . . . .	23
2.14	Unterteilung der Apertur in Regionen . . . . .	24
2.15	Lokale $z$ -Auslenkung der Apertur eines intakten Sensors . . . . .	25
2.16	Lokale $z$ -Auslenkung der Apertur eines beschädigten Sensors . . . . .	26
2.17	Messaufbau mit linearem Phased Array, Prüfkörper und <i>PCUS<sup>®</sup> pro Array</i> . . . . .	28
2.18	Unverarbeitete Zeitsignale (Rückwandecho) . . . . .	28
2.19	Synchronisierte Zeitsignale (Rückwandecho) . . . . .	29
2.20	Vergleich der Summensignale (Rückwandecho) . . . . .	29
2.21	Unverarbeitete Zeitsignale (Querlochbohrung) . . . . .	30
2.22	Synchronisierte Zeitsignale (Querlochbohrung) . . . . .	31
2.23	Vergleich der Summensignale (Querlochbohrung) . . . . .	31
3.1	Übersicht der Methoden zur Schallfeldsimulation . . . . .	34
3.2	Kaskadiertes Schema der Schallfeldberechnung mittels 4D-CEFIT-PSS . . . . .	36
3.3	$v_r$ -Integrationszelle im $rz$ -Raum . . . . .	38
3.4	Eingangssignal der CEFIT-Simulation im Punkt $P(0,0,0)^T$ . . . . .	40
3.5	Ausbreitungsverhalten der verschiedenen Wellenarten in der $rz$ -Ebene . . . . .	40
3.6	CEFIT-Simulation einer Punktquelle: Momentaufnahmen der Schallschnelle . . . . .	42

3.7	Schema der resultierenden Schallschnelle $\vec{v}$ im Punkt $F$ . . . . .	43
3.8	CEFIT-PSS-Simulation einer Punktapertur ( $xz$ -Ebene) . . . . .	44
3.9	CEFIT-PSS-Simulation einer Kreisapertur ( $xz$ -Ebene) . . . . .	44
3.10	CEFIT-PSS-Simulation einer Rechteckapertur ( $xz$ -Ebene) . . . . .	44
4.1	Geometrische Betrachtung der Laufzeit in der $xz$ -Ebene . . . . .	46
4.2	Laufwegunterschiede in Abhängigkeit des Fokusabstandes und des Winkels . . . . .	47
4.3	Modellierung von Aperturen mit verschiedenen Punktquellenbelegungen . . . . .	48
4.4	Konfiguration für die Simulationsrechnungen . . . . .	48
4.5	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $\vec{v} = f(t, \vartheta)$ . . . . .	50
4.6	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $v_x(t)$ . . . . .	50
4.7	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $v_z(t)$ . . . . .	51
4.8	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $v_{x,\vec{n}}(t)$ . . . . .	51
4.9	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $v_{z,\vec{n}}(t)$ . . . . .	51
4.10	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $ v (t)$ . . . . .	52
4.11	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $v_{\vec{n}}(t)$ . . . . .	52
4.12	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $\vec{v} = f(t, \vartheta)$ . . . . .	53
4.13	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $v_x(t)$ . . . . .	53
4.14	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $v_z(t)$ . . . . .	54
4.15	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $v_{x,\vec{n}}(t)$ . . . . .	54
4.16	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $v_{z,\vec{n}}(t)$ . . . . .	54
4.17	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $ v (t)$ . . . . .	55
4.18	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $v_{\vec{n}}(t)$ . . . . .	55
4.19	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $\vec{v} = f(t, \vartheta)$ . . . . .	56
4.20	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $v_x(t)$ . . . . .	56
4.21	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $v_z(t)$ . . . . .	57
4.22	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $v_{x,\vec{n}}(t)$ . . . . .	57
4.23	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $v_{z,\vec{n}}(t)$ . . . . .	57
4.24	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $ v (t)$ . . . . .	58
4.25	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $v_{\vec{n}}(t)$ . . . . .	58
4.26	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $\vec{v} = f(t, \vartheta)$ . . . . .	59
4.27	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $v_x(t)$ . . . . .	60
4.28	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $v_z(t)$ . . . . .	60
4.29	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $v_{x,\vec{n}}(t)$ . . . . .	60
4.30	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $v_{z,\vec{n}}(t)$ . . . . .	61
4.31	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $ v (t)$ . . . . .	61
4.32	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $v_{\vec{n}}(t)$ . . . . .	61
4.33	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $\mathcal{F}\{v_{\vec{n}}(t, \vartheta)\}$ . . . . .	62
4.34	Aperturmodellierung durch einen Punkt - $\mathcal{F}\{v_{\vec{n}}(t)\}$ . . . . .	63
4.35	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $\mathcal{F}\{\vec{v}(t, \vartheta)\}$ . . . . .	64
4.36	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $x$ -Richtung - $\mathcal{F}\{\vec{v}(t)\}$ . . . . .	65
4.37	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $\mathcal{F}\{\vec{v}(t, \vartheta)\}$ . . . . .	66
4.38	Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in $y$ -Richtung - $\mathcal{F}\{\vec{v}(t)\}$ . . . . .	66
4.39	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $\mathcal{F}\{\vec{v}(t, \vartheta)\}$ . . . . .	67
4.40	Aperturmodellierung durch eine Fläche - $\mathcal{F}\{\vec{v}(t)\}$ . . . . .	68
4.41	Vergleich unterschiedlicher Aperturen - $v_{\vec{n}}(t)$ . . . . .	68
4.42	Vergleich unterschiedlicher Aperturen - $\mathcal{F}\{v_{\vec{n}}(t)\}$ . . . . .	69

---

4.43	Einfluss der Aperturgeometrie - $t_L^+ = f(l_{\text{akt}}, l_{\text{pas}})$ . . . . .	69
4.44	Einfluss der Aperturgeometrie - $f_L^+ = f(l_{\text{akt}}, l_{\text{pas}})$ . . . . .	70
5.1	Prinzip der geometrischen Akustik zur Berechnung der Focal Laws . . . . .	74
5.2	Focal Laws nach geometrischer Akustik . . . . .	75
5.3	Beispiel eines Schallschnellesignals mit zugehöriger Hilberttransformierten . . . . .	76
5.4	Zeitsignale $v_{\vec{n}}(t)$ der Einzelemente - Punktquelle . . . . .	76
5.5	Zeitsignale $v_{\vec{n}}(t)$ der Einzelemente - Linienquelle (aktiv) . . . . .	77
5.6	Zeitsignale $v_{\vec{n}}(t)$ der Einzelemente - Linienquelle (passiv) . . . . .	77
5.7	Zeitsignale $v_{\vec{n}}(t)$ der Einzelemente - Flächenquelle . . . . .	78
5.8	Focal Laws bei unterschiedlichen Aperturmodellierungen . . . . .	78
5.9	Vergleich der Focal Laws bei unterschiedlichen Aperturmodellierungen . . . . .	79
5.10	Fokussierung nach geometrischer Akustik . . . . .	79
5.11	Fokussierung mittels wellenphysikalischer Simulation . . . . .	79
5.12	Fokussierung durch geometrische Akustik und wellenphysikalische Simulation . . . . .	80
5.13	Konfiguration für die Validierung der modifizierten Focal Law-Berechnungen . . . . .	81
5.14	Signalerhöhung mittels modifizierten Focal Laws . . . . .	81
6.1	Prüfelektronik <i>PCUS<sup>®</sup> pro Array II</i> . . . . .	87
A.1	Punktförmige Apertur im Ursprung und Analyseebenen . . . . .	93
A.2	Ergebnisse der CEFIT-PSS-Simulation für eine Punktapertur . . . . .	93
A.3	Kreisförmige Apertur und Analyseebenen . . . . .	94
A.4	Ergebnisse der CEFIT-PSS-Simulation für eine Kreisapertur . . . . .	94
A.5	Rechteckförmige Apertur und Analyseebenen . . . . .	95
A.6	Ergebnisse der CEFIT-PSS-Simulation für eine Rechteckapertur . . . . .	95
B.1	RAYLEIGH-Integral bei unterschiedlichen Punktquellendichten . . . . .	97

# Tabellenverzeichnis

1.1	Materialien mit ihren typischen Frequenzen bei der Ultraschallprüftechnik . .	1
1.2	Technische Daten der <i>PCUS<sup>®</sup> pro Array</i> . . . . .	8
2.1	Technische Daten des SAM-Messplatzes . . . . .	17
2.2	Technische Daten des LDV-Messplatzes . . . . .	19
2.3	Technische Daten des Prüfkopfes . . . . .	27
4.1	Vergleich der Maximalamplituden und dem Maximum der Spektren . . . . .	71
5.1	Konfiguration für Focal Law-Berechnungen . . . . .	74
B.1	Anzahl der Punktquellen pro Wellenlänge in Stahl . . . . .	98
C.1	Parameter der 4D-CEFIT-PSS-Simulation . . . . .	99



# Notation

## Abkürzungen

AFIT	Acoustic FIT (Akustische FIT)
AVT	Aufbau- und Verbindungstechnik
BEM	Boundary Element Method (Randelementmethode)
CAFIT	Cylindrical AFIT (Zylindrische AFIT)
CEFIT	Cylindrical EFIT (Zylindrische EFIT)
CFK	Kohlefaserverstärkter Kunststoff
CT	Computertomographie
DDF	Dynamic Depth-Focusing (Dynamische Tiefenfokussierung)
EFIT	Elastodynamic FIT (Elastodynamische FIT)
ESS	Element Source Synthesis (Elementquellensynthese)
FDM	Finite Difference (Finite-Differenzen-Methode)
FEM	Finite Element Method (Finite-Elemente-Methode)
FIT	Finite Integration Technique (Finite Integrationstechnik)
FVM	Finite Volume Method (Finite-Volumen-Methode)
FMC	Full Matrix Capture (Erfassung der vollständigen Signalmatrix)
GFK	Glasfaserverstärkter Kunststoff
GPSS	Generalized Point Source Synthesis (Generalisierte Punktquellensynthese)
LDV	Laser-Doppler-Vibrometrie
PSS	Point Source Synthesis (Punktquellensynthese)
PZT	Plumbum Zirconate Titanate (Blei-Zirkonat-Titanat)
SAFT	Synthetic Aperture Focusing Technique (Abbildungsverfahren)
SAM	Scanning acoustic microscopy (scannende akustische Mikroskopie)
SDH	Side Drilled Hole (Querlochbohrung)
SHM	Structural Health Monitoring (Zustandsüberwachung)
SNR	Signal-to-Noise Ratio (Signal-Rausch-Verhältnis)
SPA	Sampling Phased Array (getakteter Gruppenstrahler)
TFM	Total Focusing Method (Methode der vollständigen Fokussierung)
ZfP	Zerstörungsfreie Prüfung

## Formel- und Sonderzeichen

$c$	Schallgeschwindigkeit
$d$	Abstand
$D$	Durchmesser
$e$	Breite eines Einzelements
$f$	Frequenz, Fokusabstand
$F$	Fokuspunkt, Kraft
$g$	gap (Spaltbreite zwischen zwei Arrayelementen)
$I$	Schallintensität
$k$	Koppelfaktor
$l$	Aperturlänge eines Gruppenschwingers
$n$	Nummer, Anzahl
$N$	Nahfeldlänge, Gesamtanzahl
$p$	Schalldruck, pitch (Abstand zwischen zwei Arrayelementen)
$r$	Radius
$s$	Weglänge
$t$	Zeit, Zeitverzögerung
$T$	Spannungstensor
$v$	Schallschnelle
$Z$	Schallkennimpedanz
$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$\Delta$	Differenz
$\eta$	Kopfwellenwinkel
$\vartheta$	Einschallwinkel, Elevation (Kugelkoordinate)
$\lambda$	Wellenlänge, erste LAMÉ-Konstante
$\mu$	zweite LAMÉ-Konstante (Schubmodul), integraler Absorptionskoeffizient
$\nu$	Volumenanteil, Poissonzahl
$\rho$	Dichte
$\varphi$	Azimut (Kugelkoordinate)
$\omega$	Kreisfrequenz
$\vec{a}$	kartesischer Vektor ( $\vec{a} = (a_x, a_y, a_z)^T$ )
$\tilde{a}$	normiertes Signal ( $\tilde{a} = a/\max\{ a \} \Rightarrow \min\{\tilde{a}\} \geq -1 \wedge \max\{\tilde{a}\} \leq 1$ )
$\vec{e}$	Einheitsvektor

## Indizes

$+$ , $2+$ etc.	positiv oder erstes Maximum, zweites Maximum etc.
$-$ , $2-$ etc.	negativ oder erstes Minimum, zweites Minimum etc.
$0$	start, initial
$\lambda$	spektral
$a$	Ausgangsgröße, außen

---

akt	aktiv
B	Backing (Dämpfungskörper)
e	Eingangsgröße
E	Element
eff	effektiv
Geo	die geometrische Akustik betreffend
i	innen
l	links
L	Linse, longitudinal, Load (Lastmedium)
m	mitte
M	Matching (Anpassschicht)
min	minimal
max	maximal
n	normal
o	oben
P	Punkt
PA	Phased Array
pas	passiv
Phy	die wellenphysikalische Simulation betreffend
r	radial, rechts
R	RAYLEIGH, Receiver
S	Sender, Sampling (Abtastung)
T	transversal
u	unten
W	Wandler
$x, y, z$	Einzelkomponenten im kartesischen Koordinatensystem
$r, \vartheta, z$	Einzelkomponenten im zylindrischen Koordinatensystem

# 1 Einleitung

Die stets zunehmenden Anforderungen an die Sicherheit und die Qualität von Werkstoffen, Bauteilen, Baugruppen und Systemen begründen den wachsenden Stellenwert von zerstörungsfreien Mess- und Prüfverfahren (ZfP). Sowohl in der Entwicklung und im Test von Werkstoffen als auch in der Produktion und während des laufenden Betriebs von sicherheitskritischen Anlagen muss stets eine zuverlässige Aussage hinsichtlich Qualität, Beschädigung, Ermüdung oder Totalausfall der Bauteile getroffen werden können.

Die Ultraschallprüfung stellt eine Methode dar, die in vielen Bereichen der zerstörungsfreien Prüfung und der Materialcharakterisierung eingesetzt werden kann. Neben biologischen Geweben, Metallen und Halbleitern können auch Kunststoffe und Verbundwerkstoffe bis hin zu Keramiken und Beton geprüft werden. Je nach Material und Messaufgabe kommen dabei Ultraschallwandler mit Frequenzen von einigen kHz bis mehreren hundert MHz zum Einsatz. Bei mikroskopischen Anwendungen werden auch Frequenzen bis in den unteren GHz-Bereich genutzt. In Tabelle 1.1 sind einige Materialien sowie ihre jeweils typischen Prüffrequenzen, mit denen sie untersucht werden, aufgeführt.

Tabelle 1.1: Materialien mit ihren typischen Frequenzen bei der Ultraschallprüftechnik [5, 18, 22, 29, 35, 39, 46]

Material	Prüffrequenz $f$
biologisches Gewebe	2 ... 35 MHz
Beton	50 ... 400 kHz
AVT	15 ... 500 MHz
Halbleiter	50 ... 500 MHz
(Leicht-)Metall	0,5 ... 25 MHz
Keramik/Glas	0,5 ... 5 MHz
Verbundwerkstoffe (GFK/CFK)	0,5 ... 15 MHz
Kunststoffe	0,25 ... 2 MHz

Neben dem zu prüfenden Material spielt bei der Wahl der geeigneten Prüffrequenz die konkrete Prüfaufgabe eine entscheidende Rolle. Zielstellungen einer ultraschallbasierten Prüfaufgabe können z. B. sein:

- Detektion von Ungängen
  - Prüfung auf Risse in der Kraftwerks-, Automobil- und Flugzeugtechnik
  - Prüfung auf Einschlüsse und Lunker in der Metallurgie
- Gefüge-/Materialcharakterisierung
  - Prüfung von Schweißgefügen in der Produktion
  - Charakterisierung von Halbzeugen in der Entwicklung

- Schichtcharakterisierung
  - Prüfung auf Anbindung / Delaminierung bei Klebeverbindungen oder Kompositwerkstoffen
  - Vermessung von Schichtdicken in der Aufbau- und Verbindungstechnik

Bei jeder Prüfaufgabe muss ein Kompromiss zwischen den Anforderungen an die Eindringtiefe und die Auflösung gefunden werden. Während sich mit niedrigeren Frequenzen eine größere Eindringtiefe realisieren lässt, erfordert die Auflösung kleiner Strukturen im Allgemeinen kleine Wellenlängen und somit hohe Frequenzen. Nach (1.1) werden jedoch die Anforderungen an Dämpfung und Wellenlänge durch die Frequenz konträr beeinflusst: eine hohe Frequenz  $f$  führt zu kleinen Wellenlängen  $\lambda$ , gleichzeitig aber auch zu einer hohen Dämpfung - also einem geringen Schalldruck  $p(z)$  und umgekehrt.

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad \text{und} \quad p(z) = p_0 e^{-\alpha f z} \quad (1.1)$$

Entsprechend müssen die Gegebenheiten, wie die Abmessungen des Prüfvolumens und die minimale Größe der zu detektierenden Strukturen bei der Wahl der Prüffrequenz berücksichtigt werden.

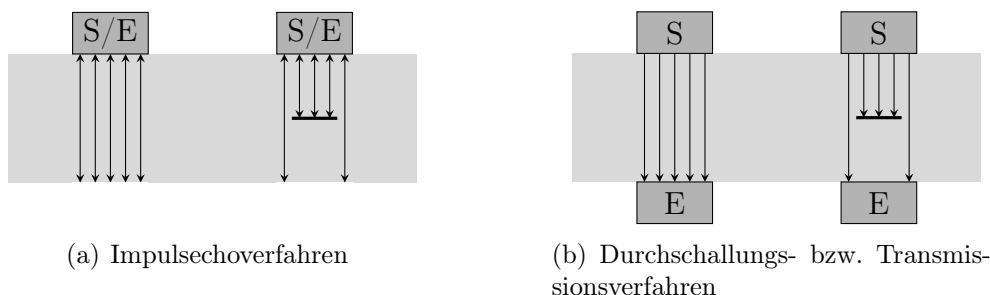


Bild 1.1: Messprinzipien der Ultraschallprüfung

Genauso wie die zu wählende Prüffrequenz haben die verschiedenen Arbeitsweisen der konventionellen Ultraschall-Prüftechnik ihre Vor- und Nachteile sowie Besonderheiten. Das Bild 1.1 zeigt zwei grundsätzliche Prinzipien der Ultraschallprüfung mit Aufsatztechnik.

Beim Impulsechoverfahren (Bild 1.1(a)) wird ein Ultraschallimpuls von einem piezoelektrischen Ultraschallwandler ausgesendet. Der Schall durchdringt den Prüfkörper und wird an allen akustischen Grenzschichten teilweise oder total reflektiert. Die Detektion des reflektierten Ultraschalls erfolgt mit dem gleichen Ultraschallwandler, der dann als Empfänger arbeitet. Der Vorteil dieses Arbeitsprinzips ist, dass die Zugänglichkeit zum Prüfobjekt nur einseitig gegeben sein muss. Außerdem kann die Position von Unstetigkeiten im Prüfkörper bestimmt werden. Entsprechend der Echolaufzeit  $t$  und der Schallgeschwindigkeit  $c$  des Materials ergibt sich die Position eines Reflektors zu  $s = ct/2$ . Der Nachteil dieser Methode ist, dass die Mess- und Prüfbarkeit eines Objektes von der Qualität und Ausrichtung der Reflektoren abhängig ist. Reflektoren, die den Schall aufgrund ihrer Oberflächenstruktur streuen oder durch ihre Orientierung den Schall in eine andere Richtung als zum Empfänger reflektieren, sind schlecht oder nicht zu detektieren.

Das Prüfprinzip der Durchschallung (Bild 1.1(b)) hingegen beruht auf der Detektion des transmittierten Signals. Hierbei muss der Prüfkörper von zwei Seiten zugänglich sein. Der Sender und der Empfänger werden separat ausgeführt und gegenüber positioniert. Dieses Prüfprinzip erlaubt die Detektion beliebig strukturierter und orientierter Diskontinuitäten, wenn sie entsprechend der genutzten Wellenlänge groß genug sind und somit zu einer Abschattung des ausgesendeten Schallimpulses beim Empfänger führen. Der Nachteil dieser Methode ist jedoch, dass die Bestimmung der Reflektortiefe nicht möglich ist.

Weitere Methoden der Kontakttechnik arbeiten mit schrägen oder gekrümmten Vorlaufkeilen um das ausgesendete Schallbündel entsprechend zu schwenken oder zu fokussieren. Für oberflächennahe Prüfaufgaben sind oftmals Prüfköpfe mit getrenntem Sende- und Empfangsteil sowie einer Vorlaufstrecke im Einsatz.

Darüber hinaus können unterschiedliche Wellentypen in das Material eingekoppelt und ihre spezielle Wechselwirkung mit Grenzschichten und Diskontinuitäten genutzt werden.

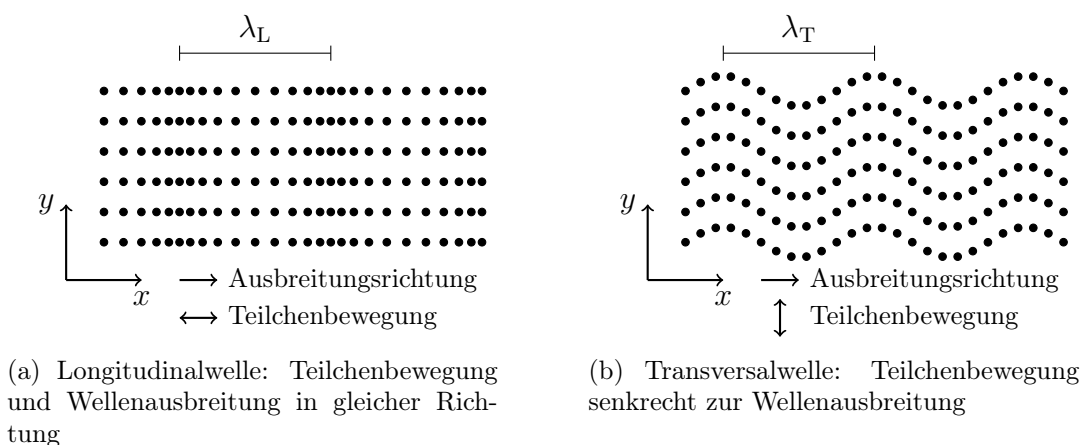


Bild 1.2: Teilchenbewegung in einer Longitudinal- und in einer Transversalwelle

In Bild 1.2 sind die Longitudinal- und die Transversalwelle mit ihrer Teilchenbewegung relativ zur Ausbreitungsrichtung skizziert. Während Longitudinalwellen sowohl bei der Immersionstechnik, als auch bei der Kontakttechnik direkt eingekoppelt werden können, ist das bei Transversalwellen nur in Aufsatztechnik direkt möglich. Entweder werden dafür Vorlaufkeile und die Modenkonzersion an Grenzschichten oder aber Transversalwellenprüfköpfe mit spezieller Ankopplung genutzt. Bei der Prüfung mittels Tauchtechnik können Transversalwellen nur durch die Modenkonzersion an Grenzschichten im Festkörper genutzt werden. Oberflächenwellen und geführte Wellen, wie RAYLEIGH- und Lamb-Wellen, finden hingegen Anwendung bei der Überwachung von schalenförmigen, Bauteilen. Beispielsweise arbeiten SHM<sup>1</sup>-Systeme in Rotorblättern von Windkraftanlagen, Fundamenten von Offshore-Plattformen oder Rohrleitungen mit diesem Wellentyp [13].

Da das wesentliche Ziel der Ultraschallprüfung die sichere Detektion bzw. Abbildung von möglichst kleinen Unstetigkeiten ist, spielt die Fokussierung des ausgesendeten Ultraschalls eine besondere Rolle im Bereich der Anwendung und der Entwicklung dieser Mess- und

<sup>1</sup>Structural Health Monitoring

Prüfmethode. Nur mit einem fokussierten Schallbündel kann eine hohe Auflösung realisiert werden. So ergeben sich, je nach Ausführung des Ultraschallprüfkopfes, verschiedene Möglichkeiten der Schallfokussierung.

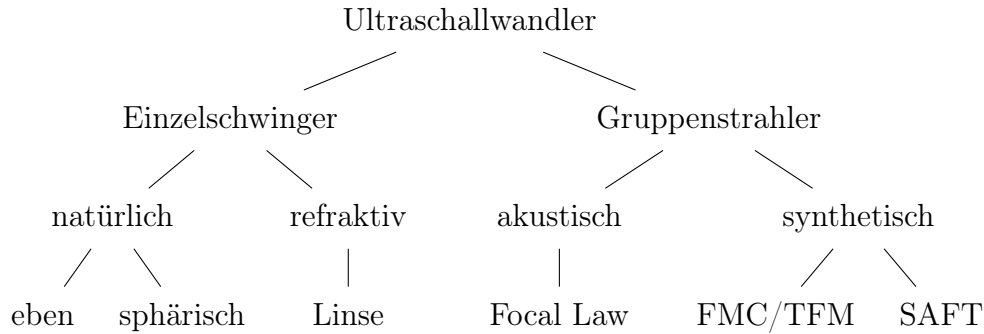


Bild 1.3: Übersicht der Fokussierungsarten bei Ultraschallwandlern

Eine Übersicht über die Fokussierungsarten entsprechend der Prüfkopfausführungen und -arbeitsweisen ist in Bild 1.3 dargestellt. Dabei fallen die zwei Bauarten von Ultraschallwandlern auf: Einzelschwinger und Gruppenstrahler. Die Fokussierung von Einzelschwingern ist im Wesentlichen durch deren Geometrie/Konstruktion festgelegt. Die Fokussierung von Gruppenstrahlern lässt sich hingegen durch die verzögerte Ansteuerung der Einzelelemente mit Focal Laws oder der Datennachbearbeitung umsetzen.

Für ebene, kreisrunde Einzelschwinger mit dem Durchmesser  $D$  berechnet sich der Schalldruckverlauf auf der  $z$ -Achse des Wandlers nach (1.2) [22].

$$p = p_0 2 \sin \left( \frac{\pi}{\lambda} \left[ \sqrt{z^2 + \frac{D^2}{4}} - z \right] \right) \quad (1.2)$$

Die  $z$ -Koordinate des am weitesten vom Wandler entfernten Maximums des Schalldrucks  $p$  heißt natürlicher Fokus bzw. Nahfeldlänge  $N$ . Die Nahfeldlänge selbst ergibt sich bei kreisförmiger Apertur in Abhängigkeit des Wandlerdurchmessers  $D$  und der Wellenlänge  $\lambda$  zu

$$N = \frac{D^2}{4\lambda} \quad . \quad (1.3)$$

Neben dem Wandlerdurchmesser  $D$  und der Wellenlänge  $\lambda$  kann die Nahfeldlänge auch durch konstruktive Maßnahmen manipuliert werden. Entweder durch die sphärische Ausführung der aktiven Schwingerfläche oder durch die zusätzliche Nutzung einer akustischen Linse.

Für den Fall eines sphärisch gekrümmten Ultraschallwandlers erweitert sich (1.2) nach [30] zu

$$p = p_0 \frac{2}{1 - \frac{z}{r}} \sin \left[ \frac{\pi}{\lambda} \left( \sqrt{(z - h)^2 + \frac{D^2}{4}} - z \right) \right] \quad (1.4)$$

mit

$$h = r - \sqrt{r^2 - \frac{D^2}{4}} \quad . \quad (1.5)$$

Dem Sinusterm aus (1.2), welcher hauptsächlich den beugenden Einfluss des Wandlers beschreibt, kommt ein zweiter Term hinzu, der den geometrischen Einfluss der sphärischen Linse mit dem Krümmungsradius  $r$  wiedergibt.

Die Fokussierung des Schallfeldes eines kreisrunden Kolbenschwingers mittels akustischer Linse wird in [33] näherungsweise durch (1.6) beschrieben.

$$p = p_0 \frac{2}{1 - \frac{z}{z_0}} \sin \left[ \frac{\pi}{\lambda} \left( \sqrt{(z - h)^2 + \frac{D^2}{4}} - \left( z - \frac{c_2}{c_1} h \right) \right) \right] \quad (1.6)$$

mit

$$h = r - \sqrt{r^2 - \frac{D^2}{4}}, \quad z_0 = \frac{h^2 [1 - (c_2/c_1)^2] + a^2}{2h [1 - (c_2/c_1)]} \quad \text{und} \quad a \approx r \quad (1.7)$$

Im Unterschied zu (1.4) enthält (1.6) im Beugungsanteil des Schalldrucks noch den Einfluss der zwei Schallgeschwindigkeiten, die in den beteiligten Materialien vorherrschen. Die Fokussierung durch eine Linse ist in der Immersionstechnik üblich. Dabei ergibt sich das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten zu  $\frac{c_{\text{Linse}}}{c_{\text{Fluid}}} > 1$ , wie z. B.  $\frac{c_{\text{Polystyrol}}}{c_{\text{H}_2\text{O}}} \approx 1,61$ . Der Schall wird somit zum Lot hin gebrochen. Deshalb kommen zur Verkürzung des Fokus plankonkave Linsen zum Einsatz.

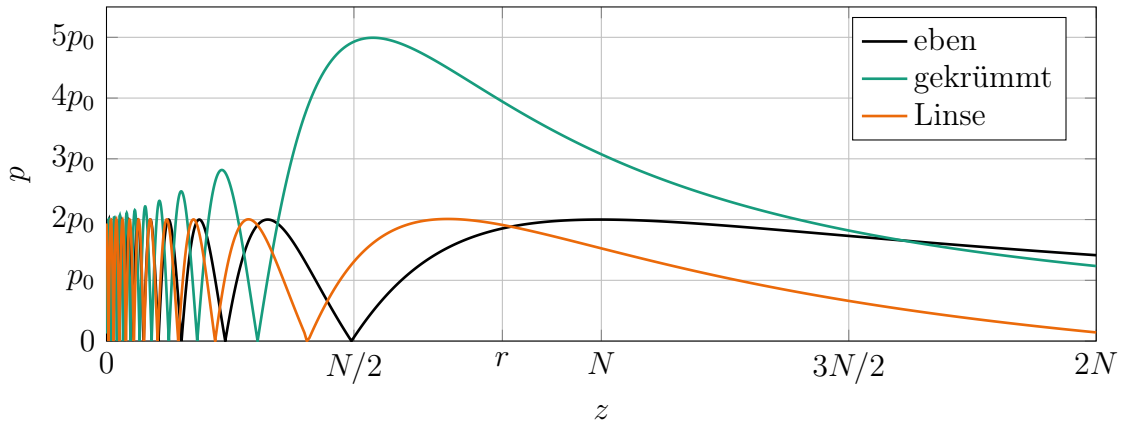


Bild 1.4: Schalldruck auf der  $z$ -Achse von Kolbenschwingern mit  $D = 10$  mm,  $\lambda = D/20 = 0,5$  mm,  $r_{L,W} = 40$  mm

In Bild 1.4 sind für drei Einzelschwinger der Schalldruck  $p$  über der akustischen Achse  $z$  aufgetragen. Für den ebenen Wandler ergibt sich dabei die Nahfeldlänge nach (1.3) bei  $N = 50$  mm. Wird die Wandlerfläche gekrümmt (hier  $r_W = 40$  mm) ausgeführt, verschiebt sich der Fokus entsprechend zum Wandler. Jedoch liegt dieser nicht wie durch die geometrische Betrachtung zu erwarten wäre bei  $r_W$ , sondern deutlich davor. Die Fokussierung mittels Linse erzeugt wiederum einen Fokus, der zwischen dem eines ebenen Wandlers und eines gekrümmten Wandlers liegt. Zur Vergleichbarkeit wurde für die Linsenkrümmung der gleiche Radius gewählt, wie für die gekrümmte Wandlerfläche:  $r_L = r_W$ .

Zusammenfassend lässt sich über die Fokussierung von Einzelschwingern sagen, dass

- Beugungseffekte einen großen Einfluss auf die Fokussierung haben und somit Betrachtungen mittels geometrischer Akustik nur bedingt sinnvoll sind,



- gekrümmte Schwinger und ebene Schwinger mit fokussierender Linse mit gleichem Krümmungsradius  $r$  sich grundsätzlich im Schalldruckverlauf unterscheiden und nur im Grenzfall für  $r \rightarrow \infty$  das gleiche Resultat liefern und
- Linsen mit gleichem Krümmungsradius  $r$  bei unterschiedlichen  $D/\lambda$ -Verhältnissen unterschiedliche Schallfelder erzeugen.

Eine weitere Art der Fokussierung von Schallfeldern bieten die Gruppenstrahler oder Phased Array-Wandler. Deren Ausführungen, Betriebsarten, Vor- und Nachteile in der Anwendung sowie Besonderheiten werden im folgenden Abschnitt behandelt.

## 1.1 Entwicklungsstand der Ultraschall-Phased Array-Technologie

Neben der Ausführung von Ultraschallwandlern als Einzelschwinger gibt es die Realisierung als Gruppenstrahler beziehungsweise Phased Array-Wandler. Diese Ultraschallwandler bestehen aus  $N$  Einzelschwingern, die individuell angesteuert werden können. Typische Anordnungen der Einzelemente sind sogenannte *Linear Arrays*, *Matrix Arrays* oder *Annular Arrays/Ringarrays* (Bild 1.5). Darüber hinaus gibt es weitere regelmäßige und unregelmäßige, ebene oder gekrümmte Anordnungen, die für spezielle Anwendungen verfügbar sind [8, 15, 27, 29].

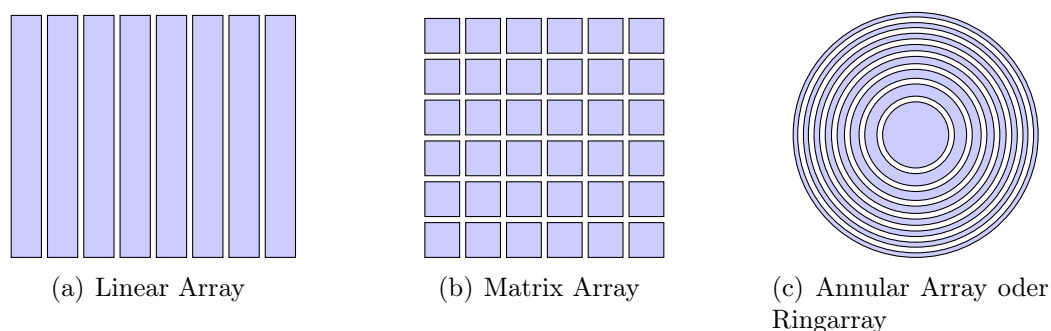


Bild 1.5: Typische Phased Array Geometrien

Phased Arrays zeichnen sich durch die Fähigkeit aus, das Gesamtschallfeld formen zu können. Durch die Überlagerung der Schallfelder der Einzelschwinger kann die resultierende Schallfront gezielt beeinflusst werden. So können im Gegensatz zu Einzelschwingern mit Phased Arrays Einzelmessungen mit variablen Fokussen realisiert oder Bereiche elektronisch gescannt werden. Mit linearen Arrays ist das Schwenken und Fokussieren zweidimensional in der  $xz$ -Ebene möglich. Mit Matrix Arrays hingegen können Punkte im vollständigen 3D-Raum fokussiert werden. Annular Arrays hingegen eignen sich für das dynamische Tiefenfokussieren (DDF), womit in Verbindung einer mechanischen Scan-Einheit ebenfalls ganze Volumen erfasst werden können.

Breite Anwendung im Bereich der zFP sowie der Medizin finden die Linear Arrays. In Bild 1.6 ist ein solcher Ultraschallwandler mit den wichtigsten geometrischen Kenngrößen dargestellt. Dabei wird die Größe der Gesamtapertur mit der aktiven und der passiven Länge  $l_{\text{akt}}$

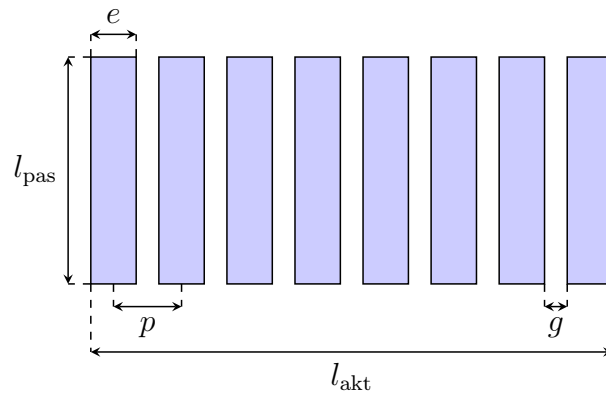


Bild 1.6: Geometrische Kenngrößen eines linearen Phased Array

und  $l_{\text{pas}}$  beschrieben.  $e$  gibt die Breite (aktive Aperturlänge) eines Einzelementes an, die gewöhnlich im Bereich  $e = 0,5 \dots 4 \cdot \lambda$  liegt, und  $g$  beschreibt die Breite des Zwischenraums (*gap*) zwischen zwei benachbarten Einzelementen. Somit ergibt sich der Mittenabstand (*pitch*) zwischen zwei Nachbarelementen zu  $p = e + g$ .

Die Anzahl der Einzelemente  $N$  von Ultraschall Phased Arrays bewegt sich typischerweise im Bereich  $16, 32, \dots, 128$ . Für Spezialanwendungen werden auch Linear Arrays mit  $N > 128$  gefertigt [15, 40]. Bei aktuellen Prüfsystemen liegt die Anzahl der realen Kanäle meist bei 64 oder 128 Kanälen [11, 12, 23, 29]. Werden weitere Kanäle benötigt, wird das mittels Multiplex-Technik realisiert.

Bild 1.7: Prüfelektronik  $PCUS^{\text{®}}$  pro Array

Die in dieser Arbeit genutzte Prüfelektronik ist die in Bild 1.7 zu sehende  $PCUS^{\text{®}}$  pro Array, die am ehem. Fraunhofer IZFP-D<sup>2</sup>, jetzt IKTS<sup>3</sup>, entwickelt wurde. Einige wichtige technischen Parameter der Prüfelektronik sind in Tabelle 1.2 zusammengefasst.

Die Einzelemente eines Phased Array können separat oder gruppiert sowie synchron oder zeitlich versetzt angesteuert werden. Bei der synchronen Ansteuerung aller Einzelemente

<sup>2</sup>Institut für Zerstörungsfreie Prüfverfahren Dresden

<sup>3</sup>Institut für Keramische Technologien und Systeme

Tabelle 1.2: Technische Daten der *PCUS<sup>®</sup> pro Array* (siehe auch [11])

Bezeichnung	Parameter	Wert	Einheit
Transmitter-Kanäle	$N_T$	64	
Empfänger-Kanäle (4:1 multiplex)	$N_R$	16	
zeitliche Auflösung	$\Delta t$	3,125	ns
Verzögerung - sendeseitig	$t_T$	0 ... 40	$\mu s$
Verzögerung - empfangsseitig	$t_R$	0 ... 655	$\mu s$
Wandlerfrequenzen	$f$	0,5 ... 30	MHz
A/D-Wandlung - Auflösung		14	bit
A/D-Wandlung - Abtastrate	$f_S$	80 (100)	MS/s

eines linearen Phased Array liegt quasi der gleiche Anwendungsfall vor wie bei einem rechteckigen Einzelschwinger mit der Apertur  $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}}$ .

Bei der nicht-synchronen Ansteuerung der Einzelemente durch separate Verzögerungszeiten der Einzelemente  $t_n$ , den sogenannten *Focal Laws*, ergeben sich für lineare Phased Arrays die folgenden Anwendungsmöglichkeiten<sup>4</sup>:

- Segmentweise Ansteuerung,
- Schwenken,
- Fokussieren sowie
- Schwenken und Fokussieren.

Das Bild 1.8 veranschaulicht die genannten Arbeitsweisen schematisch. Die konstruktive Überlagerung der Einzelwellenfelder zu einer ebenen Wellenfront lässt sich in den Bildern 1.8(a) und 1.8(b) erkennen. Die Fokussierung auf einen einzigen Punkt auf der akustischen Achse oder mit einem berücksichtigten Schwenkwinkel  $\vartheta$  hingegen wird in den Bildern 1.8(c) und 1.8(d) gezeigt.

Diese bisher hier vorgestellten Möglichkeiten eine Wellenfront, die von einem Phased Array ausgeht, gezielt zu beeinflussen, werden aktuell ausschließlich auf Basis der geometrischen Akustik realisiert. Das heißt, dass jeder Einzelschwinger lediglich mit einer Punktquelle bei  $x = e/2$  und  $y = l_{\text{pas}}/2$ , im Zentrum seiner Apertur, modelliert wird. Dadurch findet seine tatsächliche Größe und somit die Richtcharakteristik der Einzelemente bei der Berechnung der Focal Laws keine Beachtung.

## 1.2 Offene Fragen und Thesen

Aus dem hier vorgestellten aktuellen Entwicklungsstand der Ultraschall-Phased Array-Technologie lassen sich die folgenden Kernfragen, denen in dieser Arbeit nachgegangen wird,

<sup>4</sup>Die hier vorgestellten Ansteuerungsarten der Einzelemente von Linear Arrays (1D) lassen sich auf die Ansteuerung von Matrix Arrays (2D) übertragen, indem die zweite Dimension des Arrays sowie die dritte Dimension bei der Beschreibung der Fokuspunkte berücksichtigt wird. Damit würde die Fokussierung von einem Punkt  $F(f, \vartheta)$  auf der  $xz$ -Ebene zur Fokussierung hinsichtlich eines Punktes  $F(f, \vartheta, \phi)$  im  $xyz$ -Raum erweitert.

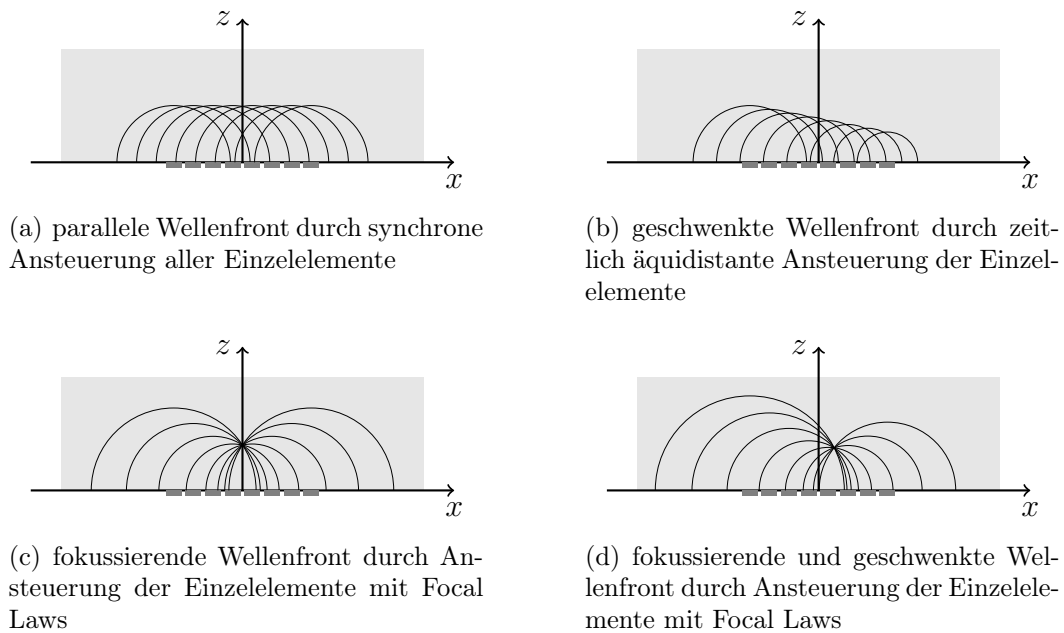


Bild 1.8: Schematische Darstellung der konstruktiven Wellenüberlagerung zu einer Wellenfront bzw. zu einem Fokuspunkt

formulieren:

- Weisen die Einzelemente von Phased Array Wandlern ein individuelles zeitliches und räumliches Schwingungsverhalten auf?
- Inwieweit werden die abgesetzten Signale durch das individuelle Schwingungsverhalten der Einzelemente beeinflusst?
- Kann die Focal Law-Berechnung zur Schallfeldformung mithilfe einer vollständigen wellenphysikalischen Simulation der Schallfelder gegenüber dem bisherigen rein geometrischen Ansatz verbessert werden?

Zur Beantwortung dieser Fragen und als strukturierende Grundlage dieser Arbeit werden die folgenden Thesen aufstellen:

1. Das gemittelte Schwingungsverhalten der Einzelemente von Ultraschall-Phased Array-Wandlern unterscheidet sich zeitlich.
2. Das Schwingungsverhalten der Einzelemente von Ultraschall-Phased Array-Wandlern ist lokal und zeitlich unterschiedlich.
3. Das individuelle Schwingungsverhalten von Ultraschall-Phased Array-Wandlern kann laservibrometrisch vermessen werden.
4. Die laservibrometrische Schwingungsanalyse eignet sich sowohl zur Vermessung des individuellen Schwingungsverhaltens (lokal und zeitlich), als auch zur detaillierten Diagnose/Ursachenforschung bei Beschädigungen von Ultraschallwandlern.

5. Das individuelle zeitliche Schwingungsverhalten kann bei der Ansteuerung der Einzelelemente kompensiert werden, woraus ein höheres Signal-Rausch-Verhältnis im Fokuspunkt resultiert.
6. Die Kombination aus CEFIT<sup>5</sup> und PSS<sup>6</sup> ist zur Simulation der Schallwellenausbreitung von Phased Arrays mit Berücksichtigung der vollständigen Wellenphysik geeignet und flexibel parametrierbar.
7. Die Abmessungen einer Apertur beeinflussen sowohl das Schallwellenfeld der Einzelschwinger als auch das des gesamten Phased Arrays.
8. Die Focal Laws, mit denen die Schallwellenformung umgesetzt wird, lassen sich mithilfe der wellenphysikalischen Simulation modifizieren um ein erhöhtes Signal-Rausch-Verhältnis im Fokuspunkt zu erreichen.

## 1.3 Ziele und Gliederung der Arbeit

Die Ziele der Arbeit lassen sich direkt aus den Kernfragen ableiten und in die folgenden Kapitel einteilen.

Aktuell wird meist davon ausgegangen, dass die Einzelelemente eines Phased Array-Prüfkopfes in ihrem zeitlichen Verhalten und lokal identisch sind. Eventuelle Abweichungen im Schwingungsverhalten finden bei der Berechnung und Anwendung der Focal Laws keine Berücksichtigung.

**Kapitel 2** widmet sich deshalb der detaillierten Analyse des individuellen zeitlichen und räumlichen Schwingungsverhaltens der Einzelelemente ausgewählter Gruppenstrahler. Dazu wird bei synchroner Ansteuerung der Einzelelemente die tatsächliche mechanische Bewegung der Apertur laservibrometrisch abgetastet. Das ermöglicht die exakte Analyse des zeitlichen Verhaltens lokal differenziert über der gesamten Aperturoberfläche.

Außerdem werden am Beispiel von Messungen an einem Prüfkörper das Rückwandecho und das Echo einer Querlochbohrung ausgewertet und hinsichtlich des individuellen Schwingungsverhaltens kompensiert. Eine Diskussion mit direktem Vergleich der Ergebnisse erfolgt am Ende des Kapitels.

In **Kapitel 3** werden verschiedene Möglichkeiten der Schallfeldsimulationen diskutiert und die Methode der 4D-CEFIT-PSS vorgestellt. Als Grundlage für die weiteren Simulationsberechnungen stellt sie in der Ultraschallmesstechnik eine bewährte Methode dar, um alle wellenphysikalischen Effekte näherungsfrei zu untersuchen.

Es wird ein mehrstufiges Verfahren erläutert, mit dem, basierend auf der einmalig durchgeführten CEFIT-Rechnung einer Punktquelle, das Wellenfeld eines Einzelschwingers und letztlich auch das Wellenfeld eines Phased Arrays rekonstruiert werden kann. Aufgrund einer flexiblen Parametrierung können mit dieser Methode auch ohne erneute CEFIT-Rechnung verschiedene Konfigurationen simuliert werden.

---

<sup>5</sup>Cylindrical Elastodynamic Finite Integration Technique

<sup>6</sup>Point Source Synthesis

Dass die bisher nicht beachteten Abmessungen der Einzelemente eines Gruppenstrahlers Einfluss auf das Wellenfeld haben, wird ausführlich im **Kapitel 4** untersucht. Mit der entwickelten Simulationsumgebung werden umfangreichen Analysen des Wellenfeldes im Zeitbereich und im Frequenzbereich bei unterschiedlichen Aperturmodellen durchgeführt. Mit diesen Rechnungen werden die Einflüsse der verschiedenen Aperturabmessungen untersucht und verglichen.

In **Kapitel 5** werden die gewonnenen Erkenntnisse aus den verschiedenen Aperturmodellierungen bei Einzelementen auf die Berechnung der Focal Laws für lineare Phased Arrays übertragen. Ein neuer Ansatz zur Bestimmung der Focal Laws auf Basis der wellenphysikalischen Simulation wird vorgestellt und mit der Methode der geometrischen Akustik verglichen. Die abschließende Berechnung der Signalerhöhung im Arbeitsbereich eines Ultraschall-Phased Array-Wandlers quantifiziert den Nutzen für die Praxis.

Das **Kapitel 6** beinhaltet die Zusammenfassung der durchgeführten Arbeiten sowie eine Diskussion der Ergebnisse. Außerdem wird ein Ausblick auf mögliche Erweiterungen und Anwendungen gegeben.

Das Ziel dieser Arbeit ist, durch eine individuelle Ansteuerung von Phased Array-Prüfköpfen, eine optimale Leistungsfähigkeit zu realisieren.

## 2 Charakterisierung des individuellen Schwingungsverhaltens der Einzelelemente von Gruppenstrahlern

Das Schwingungsverhalten von Ultraschallwandlern wird meist mit einem Hubkolbenverhalten modelliert. Diesem Modell liegt die Annahme zugrunde, dass bei entsprechender Anregung jeder Punkt auf der Aperturoberfläche synchron die gleiche Auslenkung in  $z$ -Richtung durchführt und die Ausdehnung der Aperturfläche selbst unendlich ausgedehnt ist. Diese Betrachtung ermöglicht die eindimensionale Modellierung von Ultraschallwandlern, wie sie von [26] und [19] entwickelt wurden. Dabei werden die physikalischen Material- und Systemeigenschaften der einzelnen Schichten mit einem elektrisch-mechanischen Netzwerk modelliert. Die Weiterentwicklung und Anwendung zur systemtheoretischen Betrachtung erfolgt beispielsweise in [16] und [34].

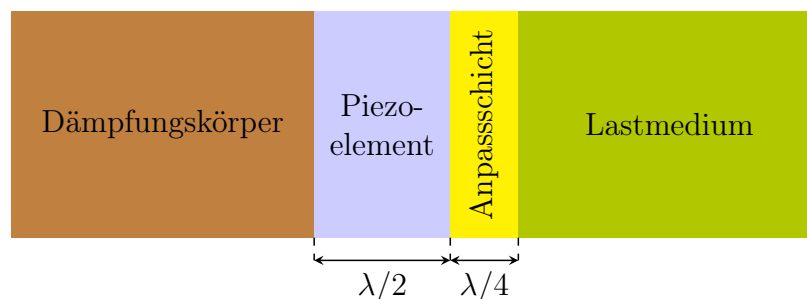


Bild 2.1: Schematischer Aufbau eines Ultraschallwandlers [34]

Das Bild 2.1 zeigt das Schema eines solchen eindimensionalen piezoelektrischen Schichtenmodells mit den wichtigsten Komponenten in ihrer Anordnung zueinander: das aktive Piezoelement (PZT), der Dämpfungskörper (B), die Anpassschicht (M) und das Lastmedium (L). Der Dämpfungskörper und das Lastmedium werden als unendlich ausgedehnt angenommen, so dass keine Reflexionen durch die räumliche Begrenzung auftreten. Mit diesem Modell kann ein Ultraschallwandler hinsichtlich seiner Übertragungsfunktion, seines Frequenzverhaltens und anderer systemtheoretischer Größen integral analysiert werden (siehe [16, 17]).

Dass jedoch das Schwingungsverhalten von Ultraschallwandlern im Allgemeinen als eine Funktion des Ortes auf der Apertur anzunehmen ist, wurde bereits in [26] und [38] erwähnt und letztlich auch in [14] und [45] gezeigt. Dieses orts- und zeitabhängige Verhalten findet

bei der Focal Law-Berechnung bisher keine Beachtung. Deshalb wird in diesem Abschnitt dieses Verhalten untersucht und hinsichtlich seiner Bedeutung gegenüber dem Ziel, einer bestmöglichen Fokussierung von Ultraschall-Phased Arrays mit Focal Laws, bewertet.

## 2.1 Aufbau von Ultraschall-Phased Array-Wandlern

Zum Verständnis der Ursachen für mögliche zeitliche und räumliche Unterschiede im Schwingungsverhalten der Einzelelemente von Ultraschall-Phased Arrays, wird in diesem Abschnitt der grundsätzliche Aufbau von Ultraschallwandlern erläutert.

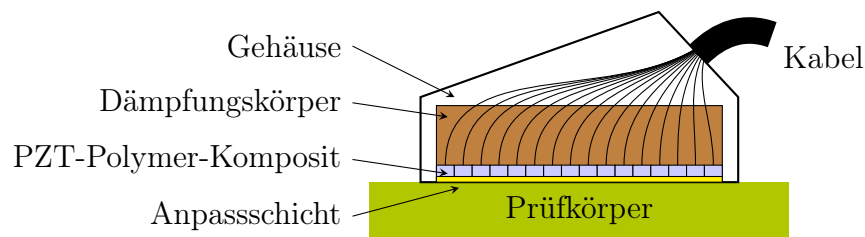


Bild 2.2: Seitenansicht eines Phased Array Prüfkopfes

Das Bild 2.2 zeigt die räumliche Anordnung der in Bild 2.1 skizzierten Komponenten eines Prüfkopfes im Gehäuse. Sowohl bei der Herstellung der Einzelkomponenten als auch bei der Fertigung des gesamten Prüfkopfes sind eine Vielzahl von toleranzbehafteten Materialien und Verfahrensschritte notwendig, die letztlich die Ursache für ein ortsabhängiges Schwingungsverhalten sein können.

- Komponenten: PZT-Polymer-Komposit, Dämpfungskörper, Anpassschicht
- Materialien: Füllpartikel, Klebstoff, PZT, Polymer, Lot
- Materialeigenschaften: Abmessungen, Zusammensetzung, Heterogenität
- Fertigungsschritte (AVT): Beschichtung/Metallisierung, Sägen, Vergießen, Kleben, Schleifen, Lötten
- Alterung, Verschleiß, Beschädigung

Begründet liegt der komplexe Aufbau eines Prüfkopfes in der Anpassung an die jeweilige Prüfaufgabe, die durch das zu prüfende Material sowie die Anforderungen an die Eindringtiefe und die minimale Größe der aufzulösenden Diskontinuitäten bestimmt wird. Daraus resultiert die geforderte Resonanzfrequenz  $f_m$  des Ultraschallwandlers.

Aus der Vorgabe der Frequenz  $f_m$  und des Prüfmaterials mit der akustischen Impedanz  $Z_L = \rho \cdot c$  folgen für die konstruktive Optimierung des Prüfkopfes unter anderem die folgenden materiellen und geometrischen Anforderungen.

1. Zur Maximierung der einkoppelbaren Schallenergie in den Prüfkörper sollten
  - die Impedanz des PZT-Komposits  $Z_{PZT}$  und
  - die Impedanz der Anpassschicht  $Z_M$  an die Impedanz des Lastmediums  $Z_L$  angepasst sein.
2. Zur Minimierung von störenden Interferenzen sollten
  - die Anpassschicht eine Dicke  $d_M = \lambda/4$  haben und



- der Dämpfungskörper so gestaltet sein, dass der vom PZT-Komposit abgestrahlte Schallimpuls hinreichend kurz realisiert werden kann.

### 2.1.1 Anpassung der Impedanz des PZT-Komposits

Durch die Verwendung von PZT-Polymer-Kompositen besteht die Möglichkeit einer umfangreichen Parametrierung des Schwingermaterials. So können bei vorgegebener Abmessung des Schwingers über den Volumenanteil vom PZT im Polymer die mechanischen, die akustischen und die elektrischen Eigenschaften gezielt manipuliert werden. So liegt in einem breiten Bereich des Volumenanteils  $\nu = 20\ldots 80\%$  ein linearer Koppelfaktor  $k_{t,\text{eff}}$  vor, der die Anpassung der Impedanz  $Z_{\text{PZT}}$  ermöglicht.

Beeinflusst werden kann dieser Wert z. B. bei der *dice-and-fill*-Technologie mit der Grabenbreite zwischen den PZT-Stäbchen (siehe [44]).

Beispielsweise wird für eine Resonanzfrequenz  $f = 5$  MHz ein PZT-Komposit mit ca.  $50\ \mu\text{m}$  Breite und ca.  $525\ \mu\text{m}$  Höhe benötigt. Bei diesem Verhältnis zwischen Breite und Höhe brechen während der Fertigung leicht Stäbchen teilweise oder vollständig ab. So können sich nach der Elektrodenstrukturierung unterschiedliche Defektraten für die jeweiligen Einzellemente ergeben bzw. kann auch die Defektrate eines Einzelementes lokal unterschiedlich sein, was dann zu lokal unterschiedlichen Schwingungsverhalten führt.

### 2.1.2 Anpassung der Impedanz der Anpassschicht

Neben der elektrischen Isolation und dem mechanischen Schutz dient die Anpassschicht (M) der akustischen Impedanzanpassung zwischen dem Schwingermaterial (PZT) und dem Lastmedium (L). An beiden Grenzschichten (PZT/M und M/L) sollte der Reflexionskoeffizient  $r$  minimiert und der Transmissionskoeffizient  $t$  maximiert werden:

$$\frac{Z_{\text{M,L}} - Z_{\text{PZT,M}}}{Z_{\text{M,L}} + Z_{\text{PZT,M}}} = r \rightarrow \min \quad \text{und} \quad \frac{2Z_{\text{M,L}}}{Z_{\text{M,L}} + Z_{\text{PZT,M}}} = t \rightarrow \max \quad . \quad (2.1)$$

Für eine  $n$ -fach geschichtete Anpassschicht ergibt sich nach [2] die energieoptimale Impedanz zu

$$Z_{\text{M}}^{(j)} = \sqrt[n+1]{Z_{\text{PZT}}^{n-j+1} Z_{\text{L}}^j} \quad , \quad \text{mit } n = 1: \quad Z_{\text{M}} = \sqrt{Z_{\text{PZT}} Z_{\text{L}}} \quad . \quad (2.2)$$

Alternativ wird in [47] die Berechnung der Impedanz  $Z_{\text{M}}$  nach (2.3) vorgeschlagen.

$$Z_{\text{M}} = Z_{\text{PZT}}^{1/3} Z_{\text{L}}^{2/3} \quad (2.3)$$

Praktisch erfolgt die Anpassung der Impedanz durch die Zugabe von Pulvern zum Polymer. Die Partikelgröße muss dabei in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  so gewählt werden, dass es zu keiner Schallstreuung kommt.

Sowohl bei der Herstellung des Materials für die Anpassschicht als auch beim Vergießen und Aushärten bzw. beim Ankleben können Unregelmäßigkeiten wie Materialunterschiede oder unterschiedliche Anbindung der Schichten entstehen. Diese lokalen Unterschiede haben

Grenzschichten oder lokale Unterschiede in der akustischen Impedanz zur Folge, die das Übergangsverhalten des Schalls von der Anpassschicht in das Lastmedium lokal beeinflussen können.

### 2.1.3 Konfiguration der Anpassschicht

Ein wichtiger Aspekt zur Reduzierung störender Interferenzen des erzeugten Ultraschallsignals ist die richtige Dimensionierung der Anpassschicht. Deren Dicke sollte entsprechend der Resonanzfrequenz  $d_M = \lambda/4$  betragen.

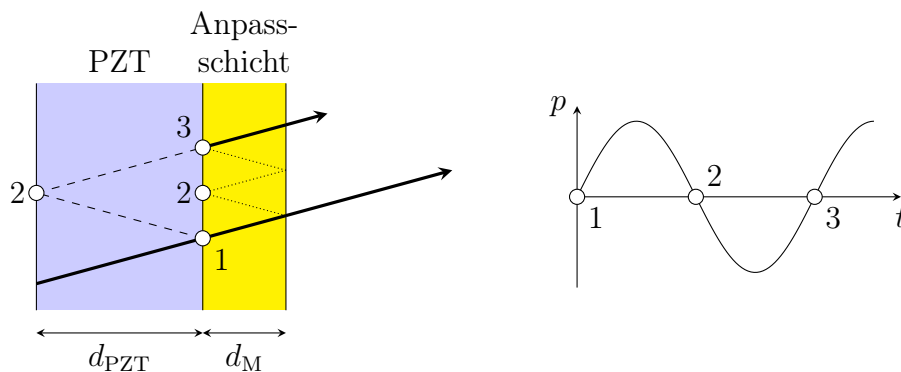


Bild 2.3: Überlagerung von Mehrfachreflexionen im PZT-Komposit und der Anpassschicht

In Bild 2.3 sind die Mehrfachreflexionen im PZT-Komposit (- - -) und in der Anpassschicht (.....) mit markanten Phasenlagen skizziert. Die hier gezeigte Geometrie (Dicke) von PZT und Anpassschicht  $d_{\text{PZT}} = 2d_M$  führt dazu, dass sich die Schallwellen erst nach einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge und dadurch mit dem gleichen Phasenwinkel überlagern (siehe auch [47]).

Bei Schallgeschwindigkeiten im Polymer der Anpassschicht von  $c_M = 2500 \dots 3500$  m/s und Frequenzen im unteren MHz-Bereich ( $f_m = 1 \dots 10$  MHz) resultieren somit Schichtdicken mit  $d_M = 200 \dots 400$   $\mu\text{m}$ .

Bei der Herstellung der Anpassschicht können Toleranzen in der Geometrie dazu führen, dass die Vorgabe hinsichtlich der Schichtdicke nicht gleichmäßig eingehalten wird. Außerdem kommt durch die Anwendung der Prüfköpfe in Aufsatztechnik als weiterer Aspekt die Abnutzung oder Beschädigung hinzu, die meist unregelmäßig erfolgt. Beide Effekte beeinflussen den Übergang des Schalls zwischen Prüfkopf und Lastmedium lokal unterschiedlich.

### 2.1.4 Auslegung des Dämpfungskörpers

Damit die Anteile der Schallwellen, die vom PZT-Komposit in den Dämpfungskörper übergehen, hinreichend absorbiert werden und nicht zu lange durch die Anpassschicht in das Lastmedium auskoppeln, gilt es geometrische und materielle Eigenschaften zu berücksichtigen.

Die akustische Impedanz des Dämpfungskörpers wird gegebenenfalls durch die Zugabe von

kleinen Füllpartikeln so gewählt, dass hinreichend viel mechanische Energie vom PZT absorbiert wird um kurze Impulsbreiten zu ermöglichen. Sinnvolle Werte liegen im Bereich  $Z_B = 0,3 \dots 0,6 \cdot Z_{\text{PZT}}$ .

Das Volumen des Dämpfungskörpers richtet sich nach dem zur Verfügung stehenden Baupraum im Prüfkopf. Es wird zum einen durch die Fläche des aktiven Schwingers und zum anderen durch die im Gehäuse verfügbare Höhe beschränkt. Idealerweise sollte der Dämpfungskörper so groß wie möglich sein. Reicht das verfügbare Volumen für eine ausreichende Schalldämpfung im Prüfkopf nicht aus, werden dem sonst homogenen Dämpfungsmaterial grobe Partikel aus schweren Materialien wie z. B. Blei oder Wolfram als Streuer beigemischt.

Während bei der Impedanzanpassung durch die Zugabe von kleinen Partikeln eine möglichst hohe Homogenität angestrebt wird, bringt die Zugabe von groben Partikeln zur Schallstreuung gewollte Inhomogenitäten mit sich. Darüber hinaus wird der Dämpfungskörper entweder an das PZT-Komposit gegossen oder geklebt. Beide Verfahren haben das Potential zu Unregelmäßigkeiten an der Grenzschicht, womit das Reflexionsverhalten des Schalls an der Rückwand des PZT beeinflusst wird.

## 2.1.5 Messtechnische Untersuchung des Wandleraufbaus

Zur Überprüfung der oben aufgeführten Ursachen für Unregelmäßigkeiten beim Wandleraufbau und somit auch Ursachen für lokal individuelles Schwingungsverhalten, werden im Folgenden zwei Messmethoden und ihre Ergebnisse vorgestellt. Sowohl bei der Computertomographie (CT) als auch bei der scannenden akustischen Mikroskopie (SAM) bleibt der zu untersuchende Prüfkopf passiv. Beide Methoden liefern bildbasierte Ergebnisse, in denen je nach Verfahren unterschiedliche Eigenschaften analysiert werden können.

### Computertomographie

Die Computertomographie ist ein Messverfahren, um Objekte zerstörungsfrei dreidimensional abzubilden. Dazu wird ein Prüfobjekt unter verschiedenen Winkeln mit Röntgenstrahlung durchdrungen. Für jeden Winkel erfasst ein flächiger Detektor die durch das Objekt transmittierte Strahlungsintensität  $I$ , die von der integralen Absorption  $\mu$  entlang des Strahls der Länge  $d$  gemäß des LAMBERT-BEERSchen Gesetzes (2.4) abhängt.

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (2.4)$$

Anschließend wird durch eine Rekonstruktionsrechnung, die Radontransformation invertiert und aus den einzelnen Winkelprojektionen ein vollständiges Datenvolumen erstellt. Darin repräsentiert jedes Voxel<sup>1</sup> den effektiven linearen Absorptionskoeffizienten  $\mu$  (siehe [4]).

Für die Auswertung können an beliebigen Positionen Schnitte durch dieses Volumen gelegt und interessante Bereiche visualisiert werden. Damit lässt sich der innere Aufbau eines Prüfkopfes hinsichtlich seiner Einzelkomponenten, der verschiedenen Materialien und der auftretenden Inhomogenitäten zerstörungsfrei analysieren.

<sup>1</sup>In dieser Arbeit wurden mehrere CT-Untersuchungen mit unterschiedlichen räumlichen Auflösungen durchgeführt. Die Voxelkantenlänge variierte dabei von  $14 \dots 35 \mu\text{m}$ .

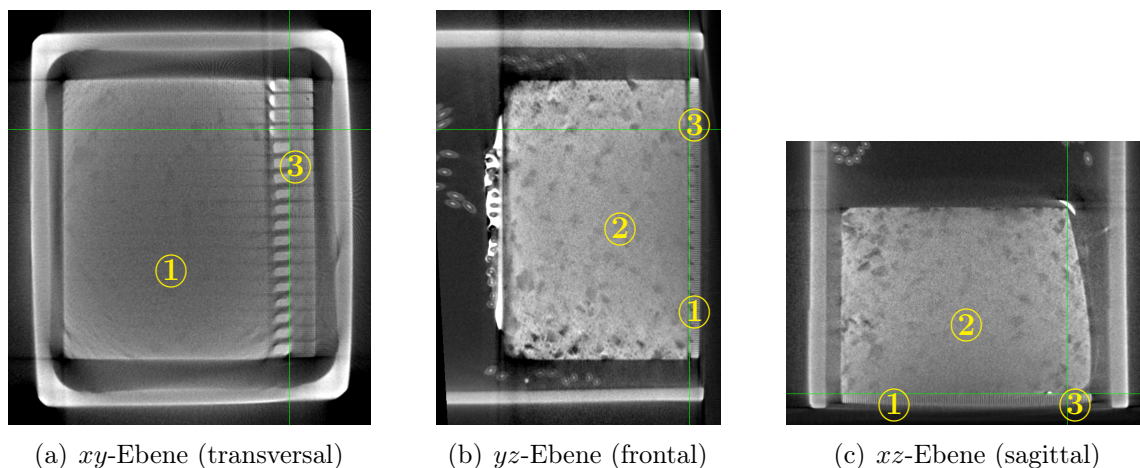


Bild 2.4: Orthogonalprojektion der Computertomographie eines Ultraschall-Prüfkopfes: Schnittpunkt der Betrachtungsebenen ist die Lötverbindung eines Array-Elements (①: PZT-Komposit, ②: Dämpfungskörper, ③: Kontaktierung)

In Bild 2.4 ist die Orthogonalprojektion der Computertomografie eines 16-elementigen Linear Array-Prüfkopfes dargestellt. Als Schnittpunkt für die Transversal-, Frontal- und Sagittalebene wurde hier die Lötverbindung des dritten Array-Elements gewählt.

In der Transversalebene ist die Stäbchenstruktur des PZT-Polymer-Komposits, wie sie durch das *dice-and-fill*-Verfahren entsteht, inklusive einzelner Fehlstellen, zu erkennen. Außerdem bilden sich die Lötverbindungen auf den Einzelelementen ab.

Die Geometrie und der heterogene Aufbau des Dämpfungskörpers lässt sich im Frontal- und Sagittalschnitt erkennen. Die groben Partikel unterschiedlicher Größe und Form (dunkel) grenzen sich klar vom Grundmaterial (hell), in das sie eingebettet sind, ab.

## Scannende akustische Mikroskopie

Die scannende akustische Mikroskopie (SAM) ist ein zerstörungsfreies Messverfahren, bei dem das Messobjekt entlang einer Linie oder flächig durchschallt wird. Typischerweise findet beim SAM das Impuls-Echo-Verfahren in Immersionstechnik Anwendung. Die einzelnen Messungen (A-Scans) werden entweder zu B-Scans zusammengefasst, sodass eine Zeit und eine Ortsachse vorliegt, oder unter Zuhilfenahme von definierten Zeitblenden als C-Scan dargestellt. Einige wichtige Kenngrößen des benutzten Messaufbaus sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Tabelle 2.1: Technische Daten des SAM-Messplatzes *Evolution II* von PVA TePla

Bezeichnung	Parameter	Wert	Einheit
min. Scanbereich in $x$ -/ $y$ -Richtung	$x/y$	250/250	$\mu\text{m}$
max. Scanbereich in $x$ -/ $y$ -Richtung	$x/y$	320/300	mm
max. Geschwindigkeit der $x$ -/ $y$ -Achse	$v_x/v_y$	1	m/s
max. Messfrequenz	$f$	400	MHz

Für die hier durchgeführten SAM-Messungen wurde der zu untersuchende Sensorkopf mit einem fokussierenden Schallwandler mit  $f = 30$  MHz in Immersionstechnik von der Anpassschicht aus abgescannt. Der Fokus wurde in die Tiefe ( $z$ ) des PZT-Komposits gelegt und anschließend die Gesamtfläche der Prüfkopfapertur inklusive Gehäuse in der  $xy$ -Ebene mit einer Auflösung von  $\Delta x = \Delta y = 0,1$  mm abgescannt.

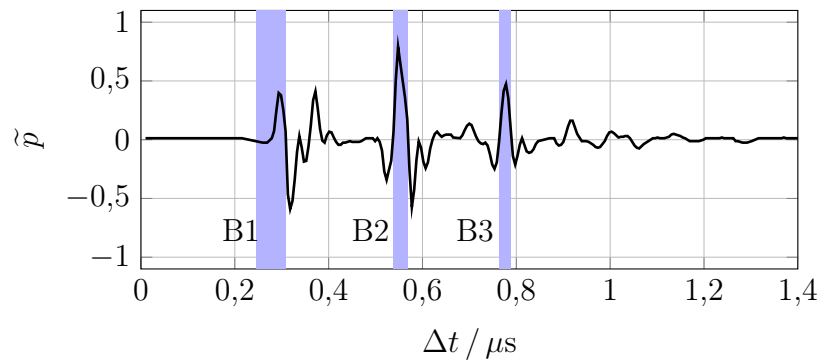


Bild 2.5: SAM-Messung: A-Scan mit Blenden

In Bild 2.5 ist ein A-Scan mit drei unterschiedlichen Blenden B1 ( $\Delta t = 56$  ns), B2 ( $\Delta t = 38$  ns) und B3 ( $\Delta t = 18$  ns) dargestellt. Die Blenden wurden so gewählt, dass mit entsprechender Triggerung die Oberfläche der Anpassschicht (B1), der Übergang zwischen Anpassschicht und PZT-Komposit (B2) sowie der Übergang zwischen PZT-Komposit zum Dämpfungskörper (B3) im ausgewählten Zeitbereich liegen.

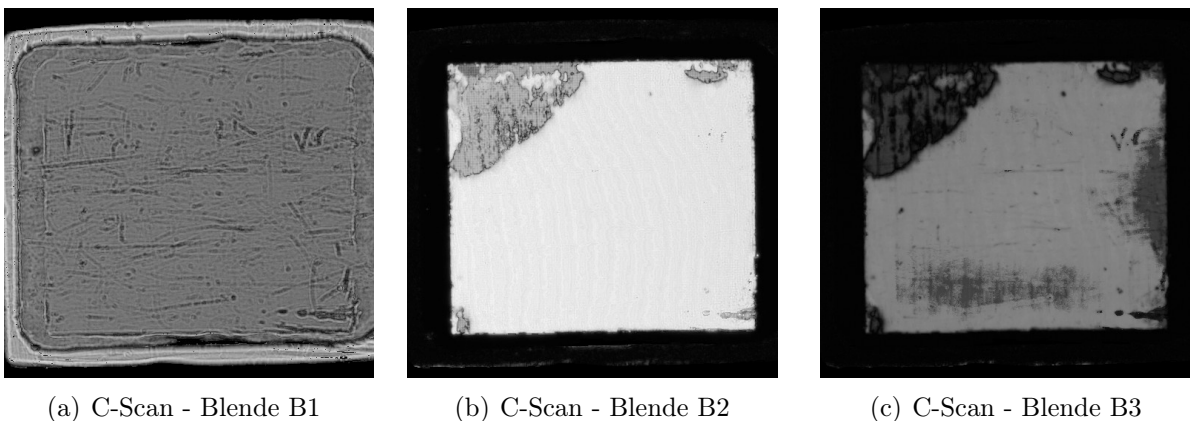


Bild 2.6: SAM-Messungen: C-Scans in unterschiedlichen Ebenen

Die C-Scans im Bild 2.6 zeigen den gleichen Prüfkopf wie im vorigen Abschnitt zur CT-Untersuchung. Entsprechend den drei Blenden ist in Bild 2.6(a) die Oberfläche der Anpassschicht und der Randbereich des Gehäuses zu sehen. Hierbei fallen zum einen die Gebrauchsspuren in der Oberfläche auf, zum anderen bildet sich der Bereich zwischen Gehäuse und PZT-Element ab.

Der C-Scan in Bild 2.6(b) zeigt die Grenzfläche zwischen der Anpassschicht und des PZT-Komposits. Nur in der linken oberen Ecke kann der Schall in tiefere Schichten eindringen und mit der Struktur des PZT-Komposits wechselwirken. Im übrigen Bereich wird ein starkes Echo detektiert, was auf eine große Differenz der akustischen Impedanzen zurückzuführen

ist. Die Ursache für solche Messeffekte liegt häufig in Delaminationen von unterschiedlichen Materialien. Unabhängig von der geometrischen Dicke solcher Defekte, reicht der Impedanzsprung an der Grenzfläche aus, um den Schall zu reflektieren und undurchdringbar zu sein.

Im dritten C-Scan (Bild 2.6(c)) kann aufgrund der starken Reflexion im Bereich der zweiten Blende kaum noch Schallenergie ausgewertet werden. Es lässt sich lediglich im intakten Bereich die Rückseite des PZT-Elements erkennen.

## 2.2 Laservibrometrische Schwingungsanalyse

Zur Vermessung der tatsächlichen mechanischen Schwingung, die an der Anpassschicht eines Prüfkopfes wirkt, wurde in dieser Arbeit die Laservibrometrie genutzt. Dafür wird ein Laser-Doppler-Vibrometer (LDV) orthogonal zu der Apertur des fixierten Prüfkopfes positioniert. Die zu vermessende Oberfläche muss für ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) möglichst gute Reflexionseigenschaften bezüglich des Messlasers haben. Für gleichbleibende Messbedingungen wurde deshalb die Aperturoberfläche aller untersuchten Ultraschallwandler mit einer Retroreflexfolie präpariert.

Die Vertikalposition  $z$  des benutzten Helium-Neon-Lasers wird so gewählt, dass der Laser optimal auf der Aperturoberfläche fokussiert. Für die Messung selbst erfolgt bei konstanter  $z$ -Position ein Scan in der  $xy$ -Ebene.

Die Einzelelemente des Prüfkopfes werden für die Messung synchron mit einem Impulsgenerator angesteuert. In jeder Messposition erfolgt dann die getriggerte Aufnahme mehrerer Zeitsignale, die zur Rauschunterdrückung miteinander gemittelt und gespeichert werden.

Die wesentlichen technischen Daten des LDV-Messplatzes sind in Tabelle 2.2 aufgelistet.

Tabelle 2.2: Technische Daten des Messaufbaus mit einem LDV der Polytec GmbH

Bezeichnung	Parameter	Wert	Einheit
räumliche Auflösung in $x/y$ -Richtung	$\Delta x/\Delta y$	0,1	mm
zeitliche Auflösung	$\Delta t$	8	ns
Wellenlänge	$\lambda$	633	nm
Messgröße	$\Delta z$		

Der schematische Messaufbau der laservibrometrischen Schwingungsanalyse ist in Bild 2.7 zu sehen. Damit ist es möglich, die Schwingung in  $z$ -Richtung, die sogenannte *out-of-plane*-Komponente, zu detektieren. Das Resultat einer Messung ist ein Datenvolumen, in dem die Oberflächenauslenkung in Abhängigkeit des Ortes und der Zeit vorliegt:  $z = f(x, y, t)$ . Dargestellt und analysiert können die Messergebnisse entweder

- eindimensional, als Zeitreihe  $z = f(t)$  oder
- zweidimensional, grauwertcodiert<sup>2</sup> als Funktion des Ortes bei einem festen Zeitpunkt  $t_0$ :  $z = f(x, y, t_0)$ .

<sup>2</sup>Für die zweidimensionale Darstellung werden die  $z$ -Auslenkungen den Grauwerten linear zugeordnet, mit  $z_{\min} \rightarrow g = 0$  (schwarz) und  $z_{\max} \rightarrow g = 255$  (weiß).

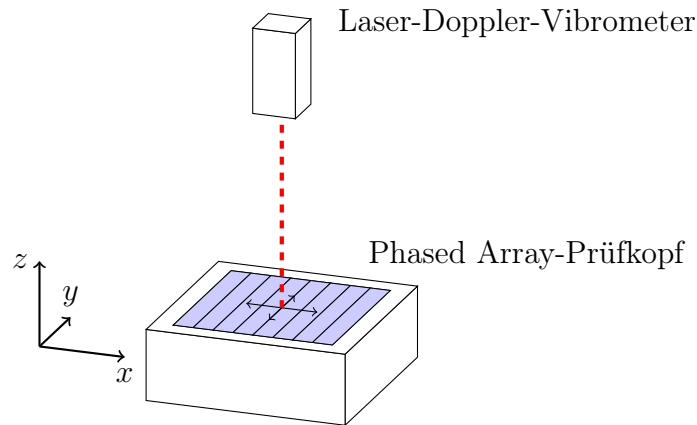


Bild 2.7: Prinzipieller Messaufbau der laservibrometrischen Schwingungsanalyse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Linear Array-Prüfköpfe aus dem Frequenzbereich  $f_m = 2,25 \dots 15$  MHz untersucht, wobei hier exemplarisch die Messungen eines intakten und sehr gleichmäßig schwingenden Prüfkopfes sowie eines defekten und sehr ungleichmäßig schwingenden Prüfkopfes diskutiert werden.

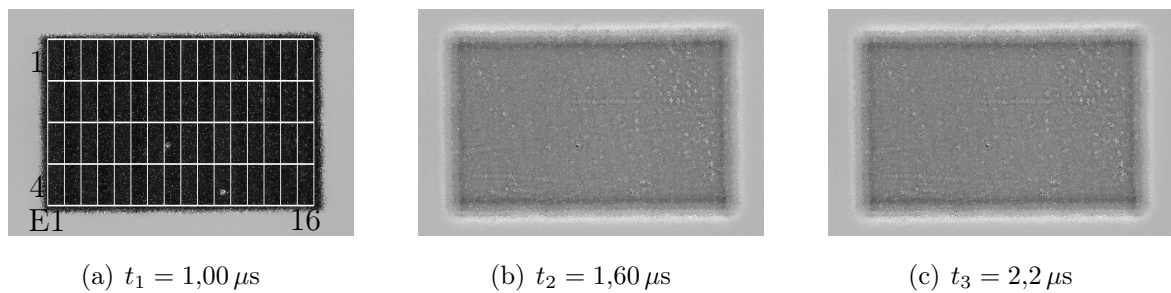


Bild 2.8: Laservibrometrische Vermessung des lokalen Schwingungsverhaltes eines intakten Linear Array-Prüfkopfes mit 16 Elementen und einer Aperturgröße  $l_{akt} \times l_{pas} = 32 \times 20 \text{ mm}^2$

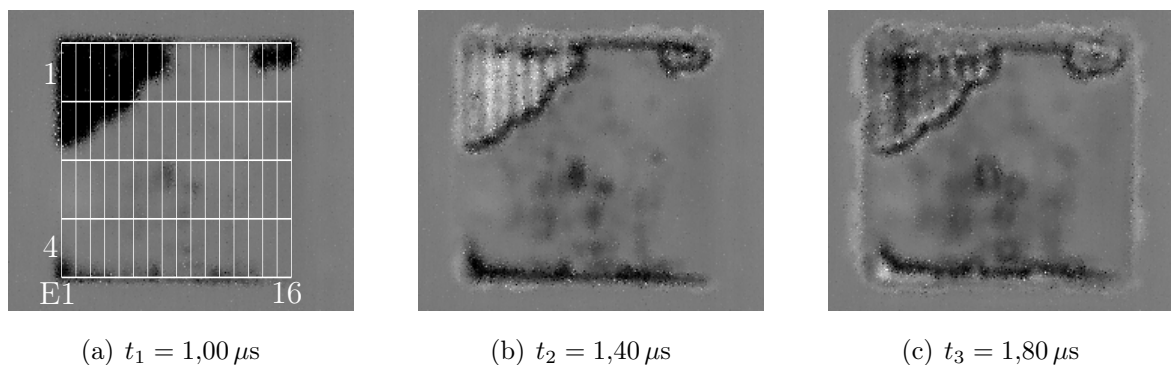


Bild 2.9: Laservibrometrische Vermessung des lokalen Schwingungsverhaltes eines beschädigten Linear Array-Prüfkopfes mit 16 Elementen und einer Aperturgröße  $l_{akt} \times l_{pas} = 16 \times 16 \text{ mm}^2$

Die Bilder 2.8 und 2.9 zeigen die LDV-Messungen von zwei Linear Array Prüfköpfen als

Momentaufnahmen zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten. Beide Prüfköpfe haben jeweils 16 Einzelemente und eine Mittenfrequenz von  $f_m = 2,25$  MHz. Der Unterschied zwischen den Prüfköpfen besteht zum einen in der Aperturgröße und zum anderen in dem stark voneinander abweichenden lokalen und zeitliche Schwingungsverhalten.

In den Bildern 2.8(a) und 2.9(a) sind zusätzlich die Elemententeilung (links: Element 1, rechts: Element 16) und die Regionunterteilung (oben: Region 1, unten Region 4) eingezeichnet, die für die weitere Datenauswertung genutzt werden.

Der Prüfkopf in Bild 2.8 zeigt exemplarisch das homogene Schwingungsverhalten eines intakten Prüfkopfes. Die *out-of-plane*-Auslenkung der Einzelemente erfolgt über der gesamten Apertur sowohl örtlich als auch zeitlich gleichmäßig. Es zeichnen sich lediglich die Grenzen der Einzelemente ab und mit fortschreitender Zeit ist die Ausbreitung der Kantenwellen über der Apertur zu erkennen.

Die Messung in Bild 2.9 repräsentiert hingegen das unregelmäßige Schwingungsverhalten eines gealterten und beschädigten Prüfkopfes. Lediglich im oberen linken Bereich der Apertur wird eine Auslenkung detektiert. Der größere Anteil der Prüfkopfapertur ist inaktiv.

In den folgenden Abschnitten wird das zeitliche und das lokale Schwingungsverhalten detailliert analysiert und hinsichtlich der Auswirkungen auf die Focal Laws bewertet.

### 2.2.1 Analyse des zeitlichen Schwingungsverhaltens

Für die Analyse des zeitlichen Schwingungsverhaltens wurden aus den LDV-Daten sowohl die mittlere Auslenkung über der Gesamtapertur als auch die mittlere Auslenkung der Einzelemente (E1,...,E16) als Zeitreihen extrahiert.

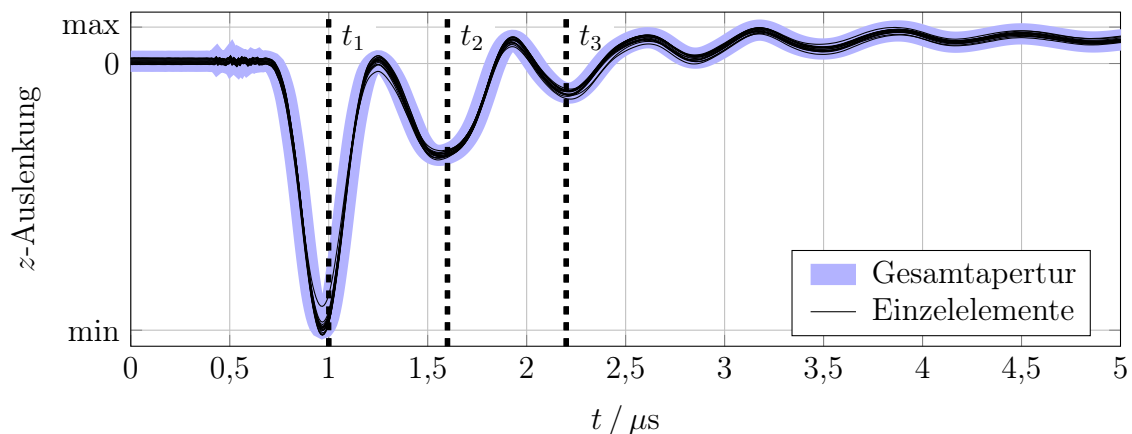


Bild 2.10: Mittlere  $z$ -Auslenkung der Einzelemente im Vergleich zur Gesamtapertur eines intakten Prüfkopfes

Das Bild 2.10 zeigt die Zeitreihen der Einzelemente und der Gesamtapertur des Prüfkopfes aus Bild 2.8. Die markierten Zeitpunkte  $t_1$ ,  $t_2$  und  $t_3$  korrespondieren mit den drei Momentaufnahmen im Bild 2.8 und machen die ersten drei Minima der  $z$ -Auslenkung kenntlich.

Auffallend ist, dass die Einzelemente synchron schwingen und nur leichte Abweichungen in der Amplitude der  $z$ -Auslenkung zeigen. Die Zeitreihen der Einzelemente liegen voll-



ständig in einem schmalen Band um die Zeitreihe der mittleren  $z$ -Auslenkung der Gesamta-  
 pertur. Die wenigen erkennbaren Abweichungen stammen von den Seitenelementen (E1 und  
 E16), die sich in der seitlichen Ankopplung von den anderen Elementen unterscheiden.

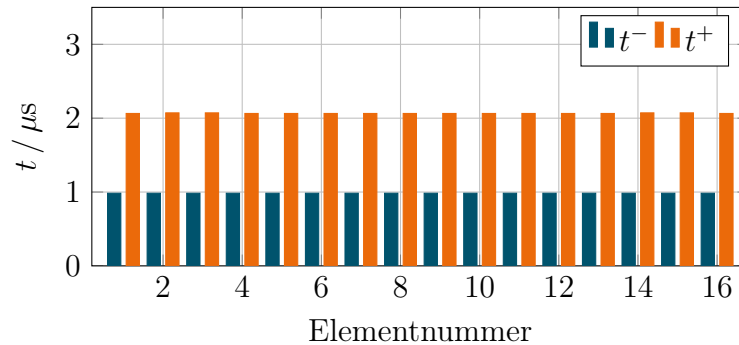


Bild 2.11: Ereignisse im Zeitsignal eines intakten Prüfkopfes: erstes Minimum ( $t^-$ ) und ers-  
 tes Maximum nach der ersten negativen Halbwelle ( $t^+$ )

Entscheidend für die Bewertung bezüglich der Focal Laws ist die Varianz der Zeitpunk-  
 te vorgegebener Ereignisse. Dafür wurden zum einen das erste Minimum und das daran  
 anschließende Maximum im Zeitverlauf ausgewählt. Die elementweise Gegenüberstellung  
 dieser charakteristischen Punkte ist in Bild 2.11 dargestellt.

Der hier untersuchte Prüfkopf zeigt ein optimales Verhalten betreffend der beiden unter-  
 suchten Zeitpunkte. Das erste Minimum ( $t^-$ ) tritt bei allen Elementen bei  $t = 984 \text{ ns}$  auf,  
 wobei der absolute Zeitpunkt von der gewählten Triggerung der Datenerfassung des LDV  
 abhängt. Entscheidend ist die Varianz der Ereignisse, die im Rahmen der zeitlichen Auflö-  
 sung des LDV ( $\Delta t = 8 \text{ ns}$ ) bei keinem Einzelement feststellbar ist.

Ein ähnliches Resultat zeigt die Auswertung der Zeitpunkte des folgenden Maximums  $t^+$ .  
 Hier kann eine vernachlässigbare Abweichung einzelner Elemente im Bereich der zeitlichen  
 Auflösung festgestellt werden.

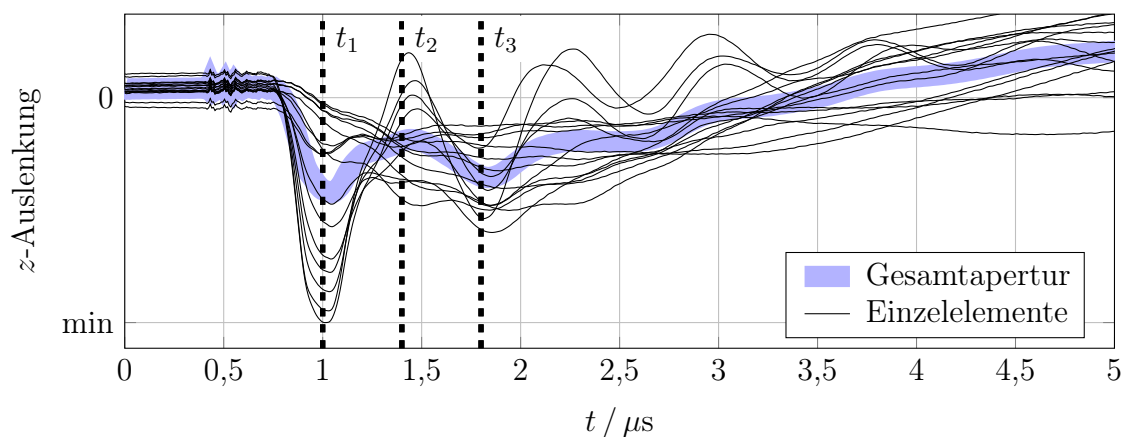


Bild 2.12: Mittlere  $z$ -Auslenkung der Einzelemente im Vergleich zur Gesamtapertur eines  
 beschädigten Prüfkopfes

In Bild 2.12 sind die Zeitreihen der Einzelemente und der Gesamtapertur des gleichen  
 Prüfkopfes aus Bild 2.9 zu sehen. Die markierten Zeitpunkte  $t_1$ ,  $t_2$  und  $t_3$  korrespondie-

ren auch hier mit den drei Momentaufnahmen im Bild 2.9. Diese Markierung sollen drei signifikante Schwingungszeitpunkte markieren. Da sich jedoch die Charakteristik der  $z$ -Auslenkungszeitreihen der Einzelelemente sehr stark unterscheidet, trifft diese Auswahl nicht für jedes Element zu. Die Zeitpunkte  $t_1$  und  $t_3$  markieren weitestgehend die ersten beiden Minima und der Zeitpunkt  $t_2$  das dazwischenliegende Maximum der Zeitreihen.

Bereits die Einzelbilder (Bild 2.9) zeigen ein stark variantes Schwingungsverhalten, was in den Zeitreihen der Einzelelemente nachvollzogen werden kann. Ein Drittel der Elemente weist unter Vernachlässigung der Amplitude in etwa ein ähnliches Verhalten hinsichtlich der charakteristischen Zeitpunkte  $t_1 \dots t_3$  auf. Das gemessene Schwingungsverhalten der verbleibenden Elemente hingegen ist bestimmt durch das Ausbreiten der Oberflächenwellen von den aktiven Bereichen der Apertur. Die verbleibenden Elemente lassen sich keiner Charakteristik zuordnen.

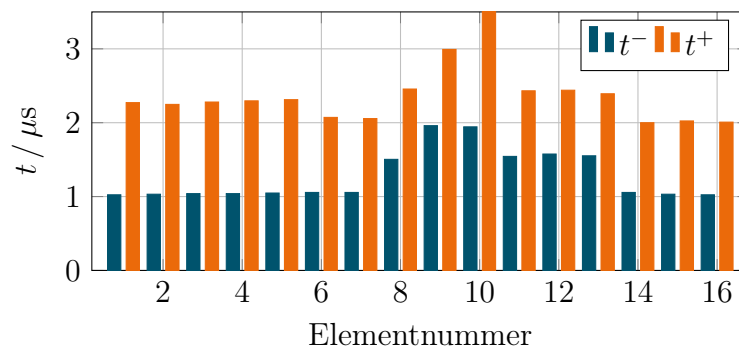


Bild 2.13: Ereignisse im Zeitsignal eines beschädigten Prüfkopfes: erstes Minimum ( $t^-$ ) und erstes Maximum nach der ersten negativen Halbwelle ( $t^+$ )

In Bild 2.13 sind die gleichen Ereignisse, die zuvor bei einem gleichmäßig schwingenden Prüfkopf untersucht wurden, nun vom Prüfkopf mit den Zeitreihen aus Bild 2.12 zu sehen. Wie sich bereits in den Zeitreihen andeutete, zeigen die ersten Elemente (E1 bis E5), von den Amplituden abgesehen, ein relativ gleichmäßiges Schwingungsverhalten. Das Schwingungsverhalten der anderen Elemente weist jedoch Abweichungen von bis zu  $\Delta t^- \approx 0,9 \mu\text{s}$  bzw.  $\Delta t^+ \approx 1,0 \mu\text{s}$  auf<sup>3</sup>.

## 2.2.2 Analyse des lokalen Schwingungsverhaltens

Für die Analyse des lokalen Schwingungsverhaltens wurden die LDV-Daten der schwingenden Apertur in vier Regionen unterteilt. Innerhalb dieser Regionen erfolgt eine Mittelung in  $y$ -Richtung. Dadurch kann das lokale Schwingungsverhalten der zeitlichen Auflösung entsprechend in Form von vier Kurven als Funktion der  $x$ -Koordinate dargestellt werden.

Das Bild 2.14 verdeutlicht die Aufteilung der Apertur in Regionen, wie es auch in den Bildern 2.8(a) und 2.9(a) zur Anwendung kommt.

<sup>3</sup>Da die Zeitreihe des Elementes E10, ausgehend vom Zeitpunkt  $t^-$ , im betrachteten Zeitraum monoton ansteigt, wird das gemessene Ereignis  $t_{E10}^+$  als Ausreißer behandelt und nicht weiter analysiert.

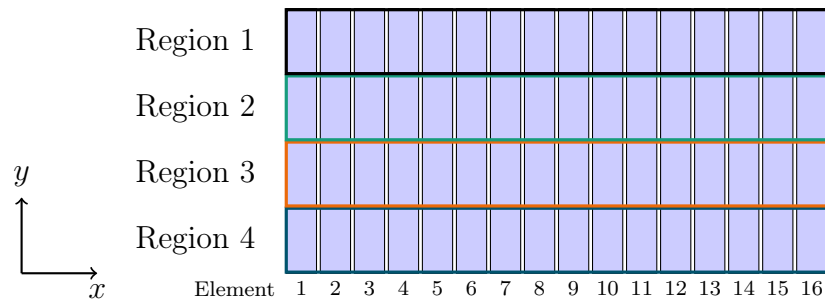


Bild 2.14: Unterteilung der Apertur in Regionen

Die lokalen  $z$ -Auslenkungen eines gleichmäßig schwingenden Prüfkopfes sind in Bild 2.15 dargestellt. Die „min“- und „max“-Markierungen sind zur Einordnung der Größenverhältnisse aus den Darstellungen der Zeitreihen der mittleren  $z$ -Auslenkung (siehe oben) übernommen. Die beiden vorgestellten Messungen entsprechen den oben vorgestellten Prüfköpfen und die ausgewählten Zeitpunkte  $t_1$ ,  $t_2$  und  $t_3$  den oben festgelegten Zeitpunkten.

Bis auf die beiden Randelemente E1 und E16 erfolgt die lokale Auslenkung gleichmäßig. Dadurch liegt auch beim ersten Zeitpunkt (Bild 2.15(a)) das Plateau der Auslenkung nahezu über dem gesamten  $x$ -Bereich bei allen Regionen auf dem Minimum der Gesamtapertur. Zu den beiden späteren Zeitpunkten lässt sich, wie oben bereits erwähnt, besonders bei den Randelementen das Ausbreiten der Kantenwellen beobachten.

In Bild 2.15(c) sind die Überlagerungen der Kantenwellen bereits über jedem Einzelelement erkennbar. Von jeder Elementkante breitet sich jeweils eine Wellenfront in positive und negative  $x$ -Richtung aus, was zu dem hier zu sehenden Wellenmuster führt.

Durch die Unterteilung der  $y$ -Ausdehnung der Apertur in vier Regionen fallen Ausreißer im Schwingungsverhalten deutlicher auf. So lassen sich die Unregelmäßigkeiten über E8 in Region 3 und über E11 in Region 4, die durch die Präparation der Oberfläche entstanden sind (siehe Bild 2.8(a)), auch in diesen Kurven entdecken.

Die Kurven in Bild 2.16 geben die lokale  $z$ -Auslenkung eines beschädigten Prüfkopfes wieder. Ähnlich der zeitlichen Analyse ist das unregelmäßige Schwingungsverhalten auch in Abhängigkeit des Ortes zu erkennen. Dadurch, dass die „min“- und „max“-Markierungen auf der gemittelten  $z$ -Auslenkung der Gesamtapertur basieren, werden diese Werte von den aktiven Regionen (z. B. Region 1: E1 bis E5) deutlich übertroffen während andere Bereiche (z. B. E8 bis E11) innerhalb aller Regionen nahezu kein aktives Verhalten zeigen. Dass der vollständig inaktive Bereich letztlich auch von Kantenwellen überlagert wird, ist zum Zeitpunkt  $t_3$  in Bild 2.16(c) zu sehen.

Die Unterteilung der Apertur in  $x$ -Richtung durch den Elementabstand  $p = 1$  mm kann im vorderen Bereich der Kurve der Region 1 zum Zeitpunkt  $t_2$  abgelesen werden. Im lokalen Schwingungsverhalten der Region 2 hingegen lässt sich diese Unterteilung nur noch schwach vermuten.

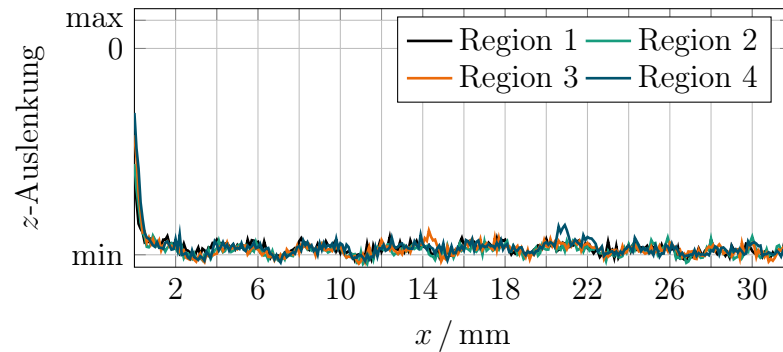
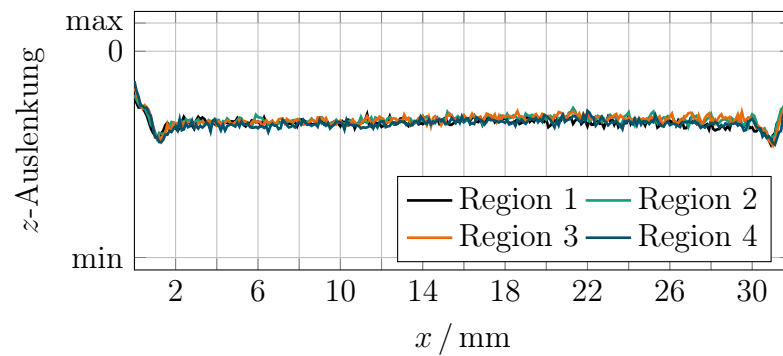
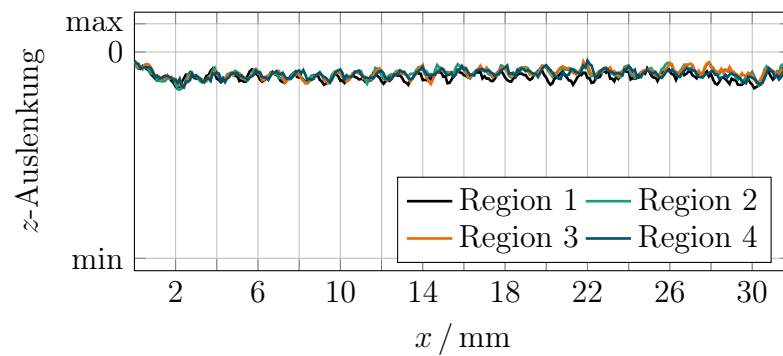
(a) lokale  $z$ -Auslenkung zum Zeitpunkt  $t_1 = 1,00 \mu\text{s}$ (b) lokale  $z$ -Auslenkung zum Zeitpunkt  $t_2 = 1,60 \mu\text{s}$ (c) lokale  $z$ -Auslenkung zum Zeitpunkt  $t_3 = 2,2 \mu\text{s}$ 

Bild 2.15: Lokale  $z$ -Auslenkung der Apertur eines intakten Sensors mit 16 Elementen, einer Aperturgröße  $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}} = 32 \times 20 \text{ mm}^2$  und einem Einzelementabstand  $p = 2 \text{ mm}$  zu unterschiedlichen Zeitpunkten

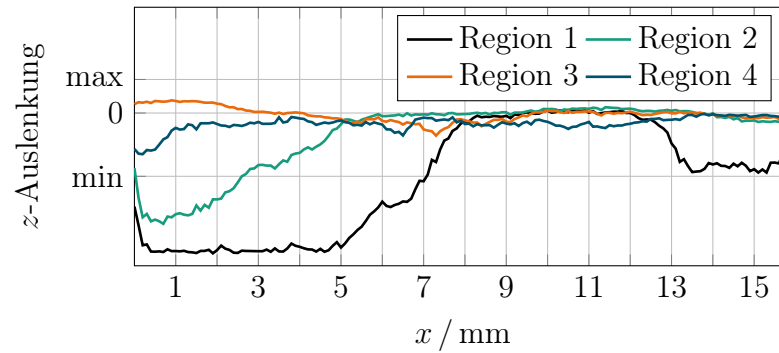
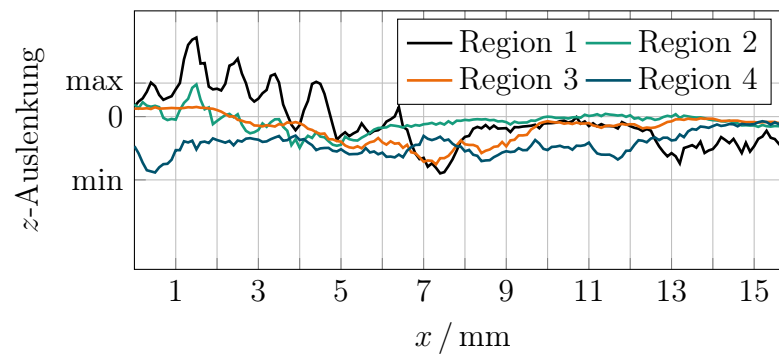
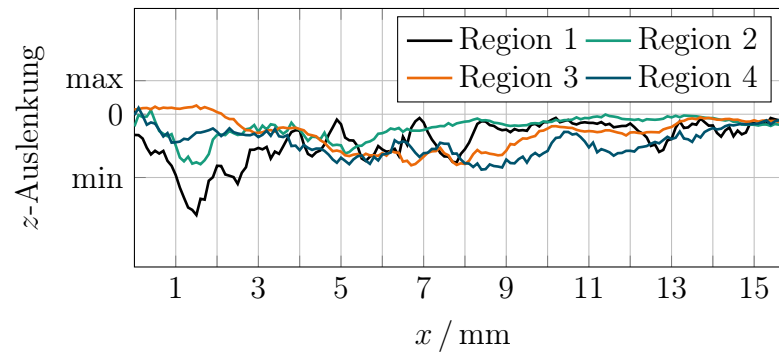
(a) lokale  $z$ -Auslenkung zum Zeitpunkt  $t_1 = 1,00 \mu\text{s}$ (b) lokale  $z$ -Auslenkung zum Zeitpunkt  $t_2 = 1,40 \mu\text{s}$ (c) lokale  $z$ -Auslenkung zum Zeitpunkt  $t_3 = 1,8 \mu\text{s}$ 

Bild 2.16: Lokale  $z$ -Auslenkung der Apertur eines beschädigten Sensors mit 16 Elementen, einer Aperturgröße  $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}} = 16 \times 16 \text{ mm}^2$  und einem Einzelementabstand  $p = 1 \text{ mm}$  zu unterschiedlichen Zeitpunkten

## 2.3 Validierung durch Messung am Referenzkörper

Das zeitliche und lokale Schwingungsverhalten von Phased Array-Wandlern wurde detailliert in den vorangegangenen Abschnitten analysiert. Weil Phased Arrays jedoch nur elementweise angesteuert und keine gezielten Anregungsunterschiede pro Einzelelement realisiert werden können, soll hier das reale, individuelle, mittlere zeitliche Schwingungsverhalten der Einzelelemente und die Möglichkeit der Kompensation bei praktisch durchgeführten Messungen betrachtet werden.

Zur Umsetzung der aus der Charakterisierung gewonnenen Erkenntnisse wurden mit dem *PCUS<sup>®</sup> pro Array*-System und verschiedenen linearen Phased Array Prüfköpfen Vergleichsmessungen an einem Prüfkörper unter Laborbedingungen durchgeführt.

Die technischen Daten des Prüfkopfes, dessen Ergebnisse hier exemplarisch präsentiert werden, sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

Tabelle 2.3: Technische Daten des Prüfkopfes

Bezeichnung	Parameter	Wert	Einheit
Elementanzahl	$N$	16	
Resonanzfrequenz	$f$	2,25	MHz
aktive Aperturgröße	$l_{\text{akt}}$	15,82	mm
passive Aperturgröße	$l_{\text{pas}}$	16	mm
mittl. Abstand der Elemente	$p$	1	mm

Es soll im ersten Fall eine unfokussierte Messung zur Detektion des Rückwandechos durchgeführt werden. Im zweiten Fall erfolgt dann die fokussierte Messung an einer Querlochbohrung (SDH). Beide Messsituationen sind prinzipiell in Bild 2.17(a) gezeigt (links: Rückwandecho; rechts: SDH). Das Bild 2.17(b) zeigt die benutzte Messelektronik, den Prüfkörper und einen angeschlossenen Ultraschallwandler. Der Ultraschall-Phased Array-Wandler wird in Kontakttechnik betrieben. Der Prüfkopf wird auf die zur Rückwand planparallele Oberfläche eines Prüfkörpers<sup>4</sup> mit einem thixotropen Gel angekoppelt.

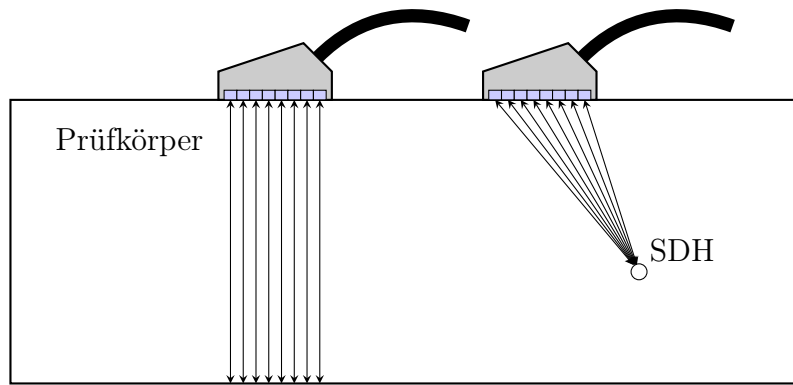
### 2.3.1 Unfokussierte Messung - Rückwandecho

Für die unfokussierte Messung wird nacheinander, mit jedem der  $N$  Einzelelemente, eine Impuls-Echo-Messung durchgeführt. Da die Oberfläche planparallel zur Rückwand des Prüfkörpers ist, müssten im optimalen Fall alle Einzelsignale identisch sein.

Die Zeitsignale, die auf diese Weise aufgezeichnet werden können (Bild 2.18), repräsentieren das individuelle Schwingungsverhalten der Einzelelemente, inklusive des Einflusses der Elektronik<sup>5</sup>. In diesen A-Scans sind sowohl die individuelle Amplitude der Echos, als auch

<sup>4</sup>Der hier benutzte Prüfkörper ist aus Stahl ( $c_L = 5920$  m/s) und hat eine Höhe von 125 mm.

<sup>5</sup>Bei einem Phased Array mit  $N$  Einzelelementen sind insgesamt  $N^2$  Signalkombinationen zwischen Sender und Empfänger möglich. Anstatt im vorliegenden Fall mit  $N = 16$  256 Signale zu zeigen, ist die Darstel-



(a) Skizze des Messaufbaus (links: Auswertung des Rückwandechos, rechts: Fokussierung auf ein SDH)



(b) Foto des Messaufbaus

Bild 2.17: Messaufbau mit linearem Phased Array, Prüfkörper und *PCUS<sup>®</sup> pro Array*

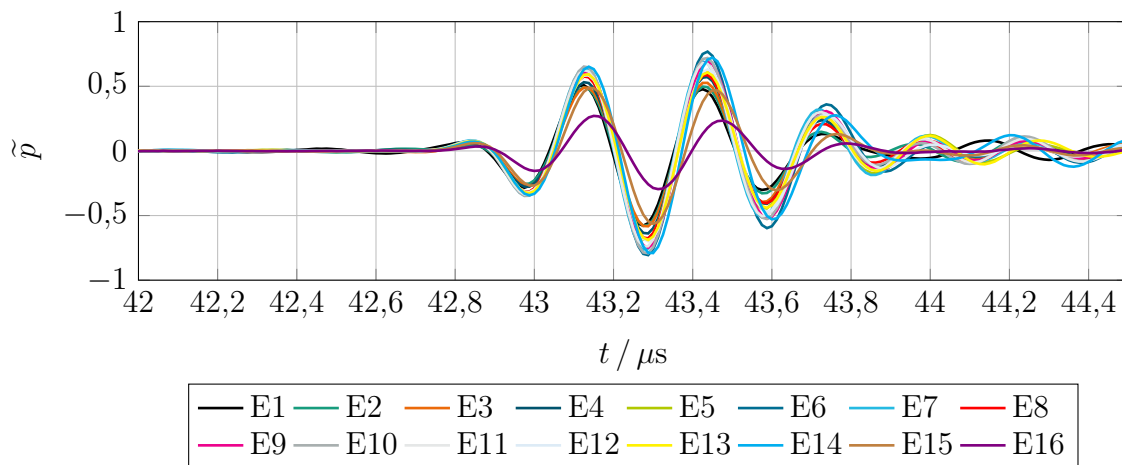


Bild 2.18: Unverarbeitete Zeitsignale eines linearen Phased Array (Rückwandecho)

die jeweiligen zeitlichen Verschiebungen der charakteristischen Ereignisse im Zeitsignal zu erkennen.

Für die Auswertung wird in jedem Signal der Zeitpunkt eines definierten Ereignisses be-

lung auf die Signale beschränkt, bei denen Sender und Empfänger gleich sind. Die Allgemeingültigkeit der hier gemachten Aussagen wird dadurch nicht verletzt.

stimmt, wobei in diesem Fall das Maximum der zweiten positiven Halbwelle  $t_L^{2+}$  als Ereignis gewählt wurde. Dieses Ereignis wird genutzt, um in diesem unfokussierten Fall für jedes Einzelement eine individuelle Verzögerungszeit zu bestimmen. Damit kann die optimale Synchronisierung der Zeitsignale umgesetzt werden.

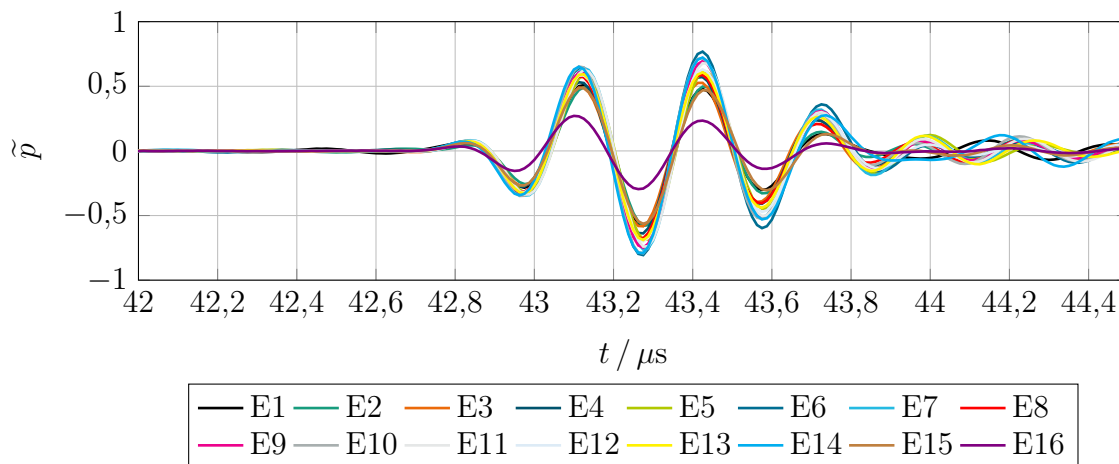


Bild 2.19: Synchronisierte Zeitsignale eines linearen Phased Array (Rückwandecho)

In Bild 2.19 ist die Kompensation der individuellen Zeitabweichungen zu erkennen. Auffallend ist der Effekt besonders bei Element 16, bei dem zur Kompensation die größte Verzögerung notwendig ist. Im Vergleich zur unveränderten Ansteuerung der Einzelemente (Bild 2.18) sind die Zeitsignale bei der modifizierten Ansteuerung der Einzelemente optimal auf den Zeitpunkt  $t \approx 43,4 \mu s$  (Maximum der zweiten positiven Halbwelle  $t_L^{2+}$ ) synchronisiert.

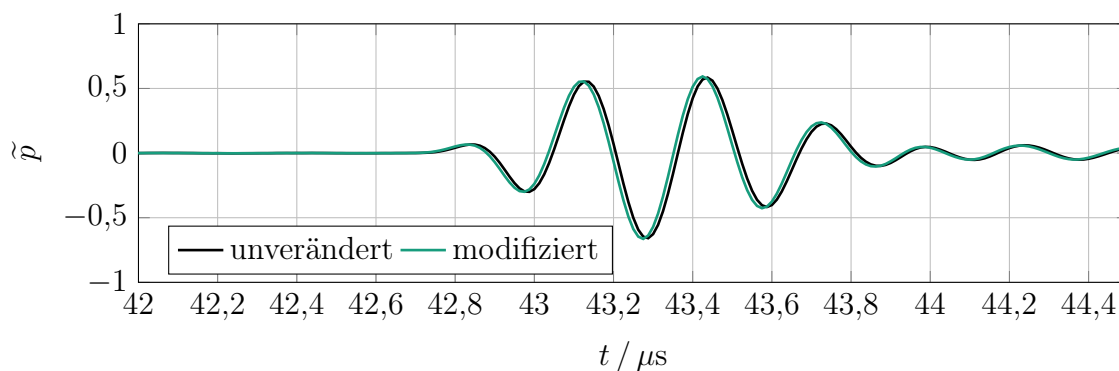


Bild 2.20: Vergleich der Summensignale (Rückwandecho)

Das Resultat des kompensierten individuellen Schwingungsverhalten ist in Bild 2.20 zu sehen. In diesem Fall, mit dem hier benutzten linearen Phased Array-Wandler mit 16 Elementen, wird mit der durchgeführten Modifizierung eine Signalerhöhung von ca. 1,5 % erreicht.



### 2.3.2 Fokussierte Messung - Echo einer Querlochbohrung

Zur Überprüfung der festgestellten Zeitunterschiede beim Ansprechen der Einzelemente wurde die gleiche Messung, die mit der Rückwand als Reflektor durchgeführt wurde, mit einer Querlochbohrung (SDH) durchgeführt. Mit dem SDH wird ein punktförmiger Reflektor simuliert, der im hier präsentierten Fall bei  $f = 40 \text{ mm}$  und  $\vartheta = 30^\circ$  relativ zum Mittelpunkt des Phased Arrays liegt (siehe Skizze 2.17(a), rechts).

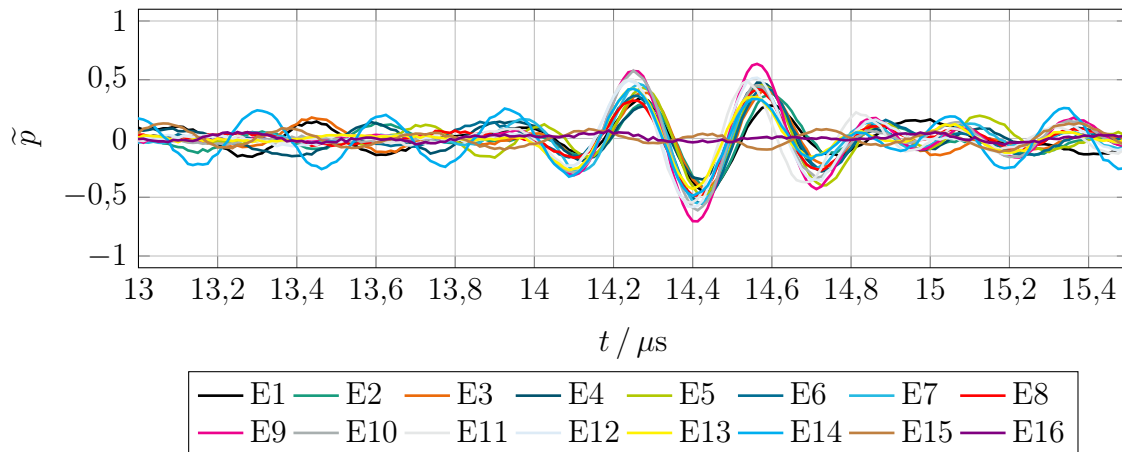


Bild 2.21: Unverarbeitete Zeitsignale eines linearen Phased Array (Querlochbohrung)

Die Beaufschlagung der Einzelemente mit den Focal Laws, die nach der Methode der geometrischen Akustik gewonnen werden, liefert die Signale der 16 Einzelemente in gleicher Weise wie im vorhergehenden Fall. In Bild 2.21 sind die Signale zu sehen, bei denen das sendende und das empfangende Element dasselbe ist. Wie bei der vorigen Messung wird bei dieser Umsetzung vorausgesetzt, dass alle Elemente sofort und ohne individuelle Zeitunterschiede ansprechen, sodass die zeitlichen Verzögerungen proportional den zurückgelegten Wegen im Volumen sind. Auffallend sind hierbei die letzten beiden Elemente E15 und E16, deren Signalverlauf sehr stark von dem der anderen Elemente abweicht, was einerseits mit den Elementen an sich und andererseits auch mit dem angewandten Schwenkwinkel zusammenhängen kann.

Werden die gleichen individuellen Verzögerungen wie oben bei der Rückwandmessung auf die Echos des SDH angewendet, ergeben sich die kompensierten Signale in Bild 2.22. Damit werden die Signale optimal auf das Ereignis  $t_L^{2+} \approx 14,5 \mu\text{s}$ ) synchronisiert.

Das Resultat der Kompensation der individuellen Zeitverzögerungen zeigt die beiden Summensignale in Bild 2.23. Während bei der Auswertung des Rückwandechos ( $0^\circ$ -Richtung) eine Signalerhöhung von ca. 1,5% erreicht wurde, liegt der Zugewinn bei der Auswertung des SDH-Echos ( $30^\circ$ -Richtung) bei ca. 4%.

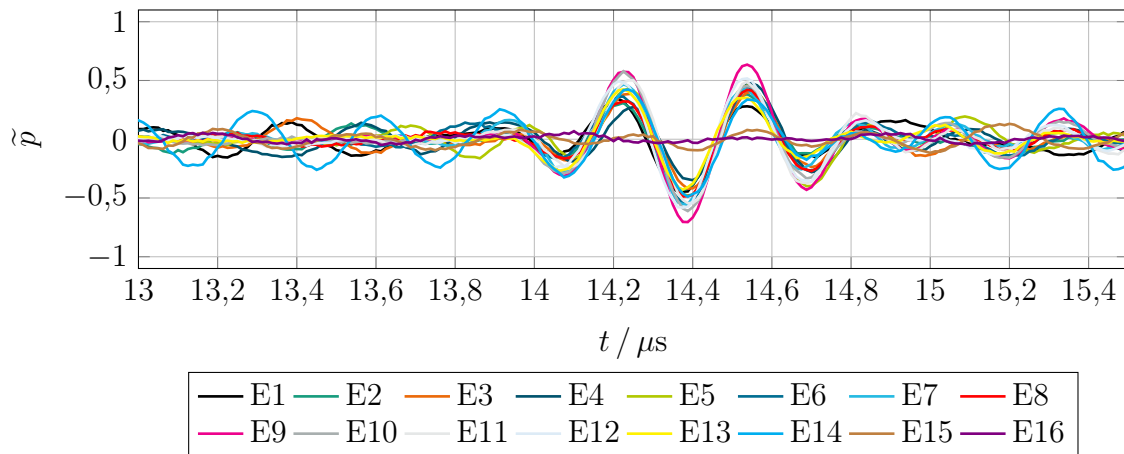


Bild 2.22: Synchronisierte Zeitsignale eines linearen Phased Array (Querlochbohrung)

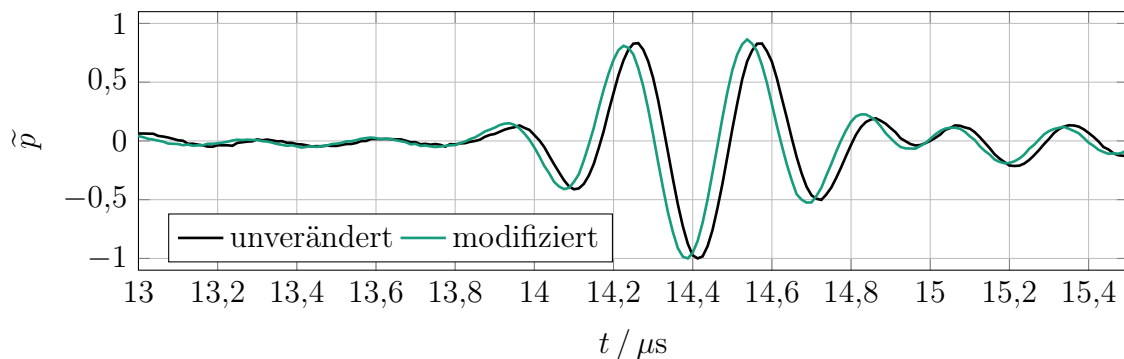


Bild 2.23: Vergleich der Summensignale (Querlochbohrung)

## 2.4 Zusammenfassung der Charakterisierung des Schwingungsverhaltens

Der Abschnitt 2.1 widmet sich dem Aufbau von Ultraschallwandlern. Es werden die wesentlichen Bestandteile eines modernen Prüfkopfes: PZT-Polymer-Komposit, Anpassschicht und Dämpfungskörper vorgestellt. Aus den vielschichtigen Anforderungen an die Materialparameter, die Verarbeitung und die Geometrie resultieren mögliche Ursachen für ein zeitlich und lokal unterschiedliches Schwingungsverhalten.

Für die Untersuchungen realer Prüfköpfe hinsichtlich Unregelmäßigkeiten im Aufbau wurden die beiden bildgebenden Messverfahren SAM und CT vorgestellt. Mit beiden passiven Verfahren können charakteristische Informationen zu den Einzelkomponenten bzw. dem Gesamtaufbau entsprechend ihrem physikalischen Wirkprinzipien gewonnen werden.

Die Analyse des tatsächlichen mechanischen Schwingungsverhaltens der Ultraschallwandler ist Gegenstand des Abschnitts 2.2. Der Umfang der in dieser Arbeit untersuchten linearen Phased Array-Prüfköpfe wird anhand zweier Extremfälle diskutiert. Sowohl das zeitliche Schwingungsverhalten als auch das lokale Schwingungsverhalten werden betrachtet und verglichen. Dabei konnten Phänomene, wie die schiefe Strukturierung von Elektroden, lokale

Inhomogenitäten durch Delaminierungen bzw. andere Beschädigungen und in Bezug auf das Gehäuse verdreht eingebaute Schwinger, erkannt werden. Die wesentlichen Beobachtungen lassen sich mit den folgenden zwei Punkten zusammenfassen:

**Zeitliches Schwingungsverhalten** Mittels Bildverarbeitung und Zeitreihenanalyse ist es möglich, das zeitliche Schwingungsverhalten zu analysieren. Das Auftreten definierter Ereignisse im Auslenkungssignal, wie z. B. Extrema oder Nulldurchgänge, sind zeitlich determinierbar. Stellt sich bei dieser Analyse eine zu starke Abweichung der Einzel-elemente untereinander heraus, kann die Ansteuerung mittels Focal Laws modifiziert und das zeitliche Schwingungsverhalten kompensiert werden.

**Lokales Schwingungsverhalten** Durch die Bewertung von Momentaufnahmen zu bestimmten Zeitpunkten, kann die Auslenkung der Gesamtapertur und der Einzelelemente lokal analysiert werden. Ungleichmäßigkeiten und inaktive Bereiche, die durch Alterung oder Beschädigung hervorgerufen werden, sind detektierbar und bezüglich ihres Anteils an der Gesamtapertur bewertbar. Dadurch kann eine Entscheidung zwischen der Kompensation des Schwingungsverhaltens durch eine angepasste Ansteuerung oder der Ausmusterung der Prüfköpfe getroffen werden.

Somit steht mit der laservibrometrischen Vermessung von Prüfköpfen ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem eine umfängliche Charakterisierung von Prüfköpfen ermöglicht wird.

Eine weitere Möglichkeit das mittlere individuelle Schwingungsverhalten der Einzelelemente zu bestimmen, ist die Auswertung des Rückwandechos an einem Prüfkörper. Dieses Verfahren wird in Abschnitt 2.3 demonstriert. Die Laufzeitunterschiede, die bei gleichen Laufwegen auftreten, sind demzufolge auf Unterschiede im Schwingungsverhalten zurückzuführen. Die Kompensation dieser Verzögerungen führt stets zu einem größeren SNR als im unkompensierten Fall. Die Amplitude konnte somit im unfokussierten Fall um ca. 1,5% und im fokussierten Fall (SDH mit  $f = 40 \text{ mm}$  und  $\vartheta = 30^\circ$ ) um ca. 4% erhöht werden.

# 3 Schallfeldsimulation

Der Einsatz von Ultraschallwandlern zur Charakterisierung oder zur zerstörungsfreien Prüfung bringt eine Vielzahl von Freiheitsgraden mit sich. Die Simulation des Schallfeldes kann

- bezüglich der Machbarkeit einer bestimmten Messaufgabe,
- als Entscheidungshilfe bei der Wahl der geometrischen, materiellen und elektronischen Parameter eines Ultraschallwandlers oder
- für die Interpretation von Messergebnissen

erheblichen Aufschluss geben. Je nach Fragestellung ist dabei der Einsatz unterschiedlicher Methoden sinnvoll.

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die verschiedenen Verfahren zur Schallfeldsimulation gegeben. Es erfolgt die Zuordnung der Methoden zu den Erkenntnissen, die damit gewonnen werden können. Anschließend wird die in dieser Arbeit benutzte 4D-CEFIT-PSS-Methode beschrieben und auf ihre Besonderheiten sowie ihre Grenzen eingegangen.

## 3.1 Einführung und Übersicht

In [20] wird eine Klassifizierung der existierenden Simulationsmethoden in die folgenden drei Gruppen vorgenommen:

1. strahlenakustische Methoden (Raytracing),
2. analytische und halbanalytische Methoden und
3. numerische Methoden.

Ein wesentliches Kriterium, nach dem die Simulationsmethode ausgewählt wird, ist das Verhältnis zwischen der vorkommenden Wellenlänge und den geometrischen Abmessungen des zu untersuchenden Prüfvolumens.

Bei geometrischen Verhältnissen, die in ihrer Abmessung deutlich größer als die verwendete Wellenlänge und wenig komplex in ihrer Form sind, liefert das *Raytracing* eine Abschätzung zur Erreichbarkeit des Prüfbereichs durch den Schall. Dabei steht die strahlenähnliche Ausbreitung des Schalls im Vordergrund. Schallreflexionen und -transmissionen an Grenzschichten zwischen zwei Medien verhalten sich nach dem Reflexionsgesetz (Einfallswinkel = Ausfallswinkel) und dem Brechungsgesetz von SNELLIUS (3.1).

$$\frac{\sin \vartheta_1}{c_1} = \frac{\sin \vartheta_2}{c_2} \quad (3.1)$$

Interferenzen, Beugungseffekte und Modenkonversion bleiben bei diesem Verfahren hingegen unberücksichtigt.

Soll also die Schallausbreitung mit allen wellenphysikalischen Effekten simuliert werden, müssen analytische, halbanalytische oder numerische Methoden eingesetzt werden. Die genaue Wahl der Methode folgt aus der Fragestellung, die analysiert werden soll.

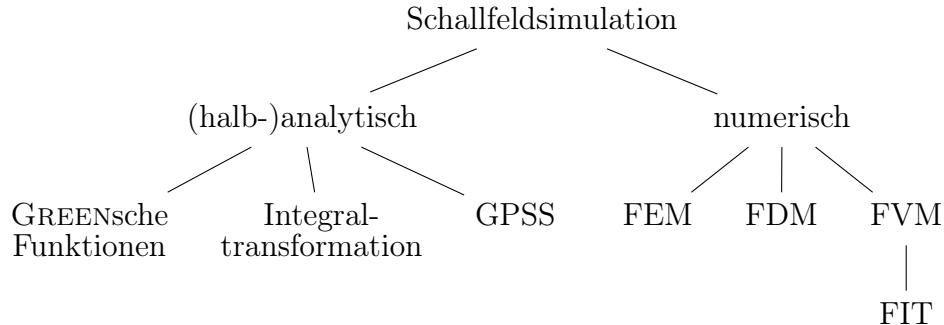


Bild 3.1: Übersicht der Methoden zur Schallfeldsimulation

Das Bild 3.1 gibt eine Übersicht über die wichtigsten Methoden der beiden Gruppen der Schallfeldsimulation wieder.

Unter der Vernachlässigung von Wechselwirkungen mit Diskontinuitäten im Prüfmaterial bieten die (halb-)analytischen Methoden eine effiziente Möglichkeit, die Schallwellenausbreitung von monofrequenten Punktquellen zu berechnen. Durch die Faltung im Frequenzbereich können darüber hinaus auch Signale mit einem endlichen Spektrum berechnet werden. Flächige Quellen hingegen resultieren aus der Faltung im Ortsbereich [20].

Typische Beispiele, bei denen die analytische Schallfeldsimulation genutzt wird, sind

- die Berechnung des harmonischen Schallfeldes einer kreisrunden Apertur mittels RAYLEIGH-Integral (siehe Anhang B) oder
- die Simulation des Schallfeldes einer transient angeregten Punktquelle an der Halbraumgrenze mittels GREENscher Funktion.

Die Numerischen Methoden erlauben bei der Schallfeldsimulation die Berücksichtigung aller wellenphysikalischen Phänomene besonders bei der Wechselwirkung an Grenzschichten. In [35] wird ein Überblick über die bekannten Methoden einschließlich der Randelementmethode (BEM) gegeben. Generell finden diese Verfahren breiten Einsatz in der Thermodynamik, in der Strömungsmechanik oder in der Betrachtung von elektromagnetischen Feldgrößen. Für die Modellierung der Schallwellenausbreitung hat sich die Finite-Integrations-Technik (FIT), die aus der Finite-Volumen-Methode (FVM) entwickelt wurde, durchgesetzt (siehe auch [9, 24, 25, 42]).

Speziell für die Simulation in der Akustik wurden daraus die akustische FIT-Methode (AFIT) und später die elastodynamische FIT (EFIT) entwickelt. Die Ausnutzung der Zylindersymmetrie einer Punktquelle wird in [31] als CAFIT bzw. in [37] als CEFIT vorgestellt.

Neben den rein analytischen und rein numerischen Methoden wurden die unterschiedlichen Verfahren bereits entsprechend ihren Vorteilen zu sogenannten Hybridverfahren kombiniert.

Zum Beispiel kombiniert [32] die generalisierte Punktquellensynthese (GPSS) mit EFIT. Dabei wird die Ausbreitung der Ultraschallwellen vom Sender zum Defekt mittels GPSS berechnet. Die Wechselwirkungen zwischen Ultraschallwellen und Defekt werden dann in einem begrenzten Gebiet mittels EFIT simuliert.

Die Methode, die in dieser Arbeit zur Schallfeldberechnung herangezogen wird, soll den folgenden drei Punkten gerecht werden:

1. die Berücksichtigung der Wellenphysik und aller Wechselwirkungen zwischen Schall und Medium,
2. die flexible Parametrierung von Aperturen und Analysepunkten sowie
3. die Möglichkeit einer umfassenden (Zwischen-)Ergebnisanalyse.

Auf Grundlage dieser Ansprüche fiel die Entscheidung auf das kaskadierte **4D-CEFIT-PSS**-Verfahren.

## 3.2 Schallfeldsimulation mit 4D-CEFIT-PSS

Die Simulation des Schallfeldes, das von einem Gruppenstrahler ausgeht, erfolgt hier in drei aufeinanderfolgenden Schritten. Im ersten Schritt wird mit der **CEFIT**-Methode (cylindrical elastodynamic finite integration technique) das vollständige Schallfeld mit allen wellenphysikalischen Effekten wie Beugung und Modenkonversion einer breitbandig angeregten Punktquelle berechnet. Anschließend wird eine definierte Apertur mit Punktquellen modelliert. Aus der Superposition der transienten Schallfelder der Punktquellen (**PSS**) ergibt sich dann das Schallfeld, welches von der Apertur eines Einzelelements ausgeht. Im letzten Schritt werden die Schallfelder der Einzelelemente unter Berücksichtigung von Focal Laws zum resultierenden Schallfeld des Phased Array überlagert.

Dieses kaskadierte Verfahren zur Berechnung von Phased Array-Schallfeldern heißt **4D-CEFIT-PSS**.

Das Bild 3.2 veranschaulicht den Ablauf des beschriebenen 4D-CEFIT-PSS-Verfahrens. Als Zwischenergebnisse liegen die zeitabhängigen 3D-Schallfelder der Punktquelle  $\vec{v}_P$  und der Einzelelemente  $\vec{v}_E$  vor. Der letzte Berechnungsschritt, die Punktquellensynthese mit den Schallfeldern der Einzelelemente, wird hier, in Anlehnung an PSS, mit ESS bezeichnet und liefert dann das Gesamtschallfeld  $\vec{v}_{PA}$ .

Der Vorteil dieses mehrstufigen Verfahrens liegt darin, dass die CEFIT-Rechnung Beugungs- und Interferenzeffekte genauso berücksichtigt wie die Modenkonversionen an Grenzflächen. Bei der Veränderung der Einzelementgeometrie oder der Anordnung der Einzelelemente kann aufbauend auf den Zwischenergebnissen die Berechnung wiederholt werden ohne das Schallfeld der Punktquelle neu berechnen zu müssen.

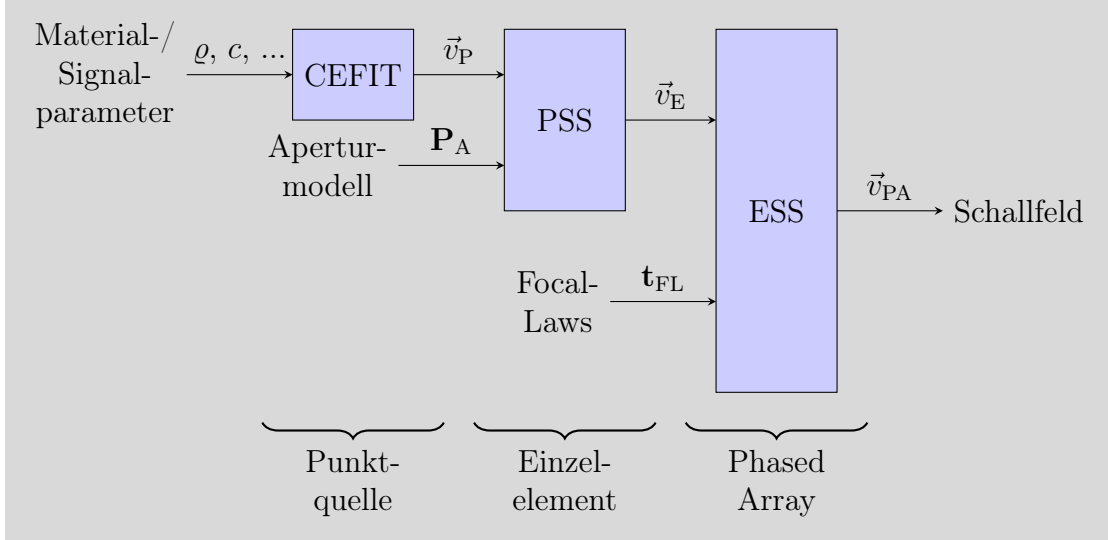


Bild 3.2: Kaskadiertes Schema der Schallfeldberechnung mittels 4D-CEFIT-PSS

### 3.2.1 Zylindrische elastodynamische finite Integrationstechnik - CEFIT

Der CEFIT-Algorithmus [21, 35, 37] geht aus dem EFIT-Algorithmus [10] hervor und stellt ein Verfahren zur numerischen Lösung elastischer Wellenausbreitungsprobleme dar. Die Grundlagen für den CEFIT-Algorithmus stellen die CAUCHYSchen Bewegungsgleichungen und die Spannungsratengleichung in Integralform dar. Für linear-elastische, homogene und isotrope Festkörper bietet sich auch ein einfacher Differenzenansatz unter Verwendung der Zeitableitungen des HOOKEschen Gesetzes an. In [41] wird dazu ein Ansatz in Zylinderkoordinaten vorgestellt.

$$\rho \dot{v}_r = \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{r\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial T_{rz}}{\partial z} + \frac{T_{rr} - T_{\varphi\varphi}}{r} + f_r \quad (3.2)$$

$$\rho \dot{v}_\varphi = \frac{\partial T_{r\varphi}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial T_{\varphi z}}{\partial z} + \frac{2}{r} T_{r\varphi} + f_\varphi \quad (3.3)$$

$$\rho \dot{v}_z = \frac{\partial T_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{\varphi z}}{\partial \varphi} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} + \frac{1}{r} T_{rz} + f_z \quad (3.4)$$

Die Bewegungsgleichungen (3.2)-(3.4) beschreiben die Teilchengeschwindigkeit in Abhängigkeit des Spannungstensors  $\mathbf{T}$  und der Kraftbeaufschlagung  $f = (f_r, f_\varphi, f_z)^T$  entsprechend ihrer Richtung in Zylinderkoordinaten. Die Materialeigenschaften werden durch die Dichte  $\rho$  und den Spannungstensor  $\mathbf{T}$ , der durch die beiden LAMÉ-Konstanten  $\lambda$  und  $\mu$  beschrieben wird, berücksichtigt.

Die zeitliche Ableitung des HOOKEschen Gesetzes für linear-elastische isotrope Festkörper lautet

$$\dot{T}_{ij} = \lambda \dot{\varepsilon}_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \dot{\varepsilon}_{ij} \quad \text{mit} \quad i, j = r, \varphi, z \quad (3.5)$$

mit

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{rr} &= \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad \dot{\epsilon}_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r}{r}, \quad \dot{\epsilon}_{zz} = \frac{\partial v_z}{\partial z}, \\ \dot{\epsilon}_{rz} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right), \quad \dot{\epsilon}_{\varphi z} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} \right), \quad \dot{\epsilon}_{r\varphi} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right). \end{aligned}$$

Bei dem Übergang von einem allgemeinen Problem in Zylinderkoordinaten zur Darstellung eines rotationssymmetrischen Problems in Zylinderkoordinaten, hinsichtlich der  $z$ -Achse, verschwinden alle Ableitungen nach  $\varphi$  in den Gleichungen (3.2) - (3.5), so dass daraus die Gleichungen (3.6) - (3.11) folgen.

$$\rho \dot{v}_r = \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial T_{rz}}{\partial z} + \frac{T_{rr} - T_{\varphi\varphi}}{r} + f_r, \quad (3.6)$$

$$\rho \dot{v}_z = \frac{\partial T_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} + \frac{T_{rz}}{r} + f_z \quad (3.7)$$

und

$$\dot{T}_{rr} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_r}{\partial r} + \lambda \left[ \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right], \quad (3.8)$$

$$\dot{T}_{\varphi\varphi} = (\lambda + 2\mu) \frac{v_r}{r} + \lambda \left[ \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right], \quad (3.9)$$

$$\dot{T}_{zz} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_z}{\partial z} + \lambda \left[ \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right], \quad (3.10)$$

$$\dot{T}_{rz} = \mu \left[ \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right]. \quad (3.11)$$

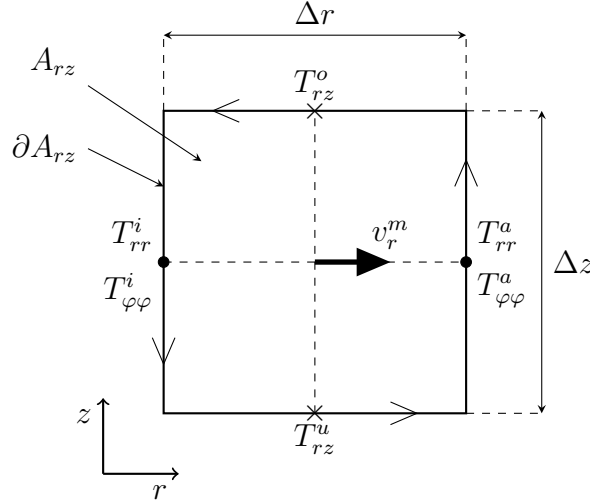
Anschließend erfolgt die diskrete Integration der Differentialgleichungen über einer festgelegten Integrationszelle. Mit der Reduzierung des allgemeinen 3D-Problems auf das in Zylinderkoordinaten symmetrische Problem, resultieren die Integrationszellen im  $rz$ -Raum ohne  $\varphi$ -Abhängigkeit (siehe dazu auch [36]).

Das Bild 3.3 zeigt die Integrationszelle im  $rz$ -Raum beispielhaft für die radiale Geschwindigkeitskomponente  $v_r$ .

Die Diskretisierung der Gleichungen (3.6) - (3.11) erfolgt durch die Integration der Gleichungen über der entsprechend gewählten Integrationszelle [37]. Das Beispiel mit der radialen Schallschnellekomponente (3.6) führt somit unter Verwendung des GREENSchen Theorems zu

$$\begin{aligned} \iint_{A_{rz}} \rho \dot{v}_r \, dr \, dz &= \iint_{A_{rz}} \left[ \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial T_{rz}}{\partial z} + \frac{T_{rr} - T_{\varphi\varphi}}{r} + f_r \right] \, dr \, dz \\ &= \oint_{\partial A_{rz}} [T_{rr} \, dz - T_{rz} \, dr] + \iint_{A_{rz}} \left[ \frac{T_{rr} - T_{\varphi\varphi}}{r} + f_r \right] \, dr \, dz. \end{aligned} \quad (3.12)$$




 Bild 3.3:  $v_r$ -Integrationszelle im zweidimensionalen  $rz$ -Raum

Mit der oben gezeigten rechteckigen Integrationszelle (Bild 3.3) ist die näherungsweise Berechnung mit den Mittelwerten der Integranden möglich. Diese diskrete Näherung führt zu

$$\varrho \dot{v}_r^m \Delta r \Delta z = [T_{rr}^a - T_{rr}^i] \Delta z + [T_{rz}^o - T_{rz}^u] \Delta r + \left[ \frac{T_{rr}^m - T_{\varphi\varphi}^m}{r^m} + f_r^m \right] \Delta r \Delta z. \quad (3.13)$$

Dabei werden neben den Feldkomponenten auf den Kanten (Indizes:  $i$ ,  $a$ ,  $o$ ,  $u$ ) auch die Feldkomponenten  $T_{rr}^m$  und  $T_{\varphi\varphi}^m$  im Zentrum der Integrationszelle benötigt. Diese können durch die lineare Interpolation mit den Werten der Kanten erhalten werden:

$$T_{rr}^m = \frac{T_{rr}^i + T_{rr}^a}{2} \quad \text{und} \quad T_{\varphi\varphi}^m = \frac{T_{\varphi\varphi}^i + T_{\varphi\varphi}^a}{2}. \quad (3.14)$$

Die Division von (3.13) durch  $\Delta r$  und  $\Delta z$  führt dann zur diskreten Bewegungsgleichung für  $v_r$ :

$$\varrho \dot{v}_r^m = \frac{T_{rr}^a - T_{rr}^i}{\Delta r} + \frac{T_{rz}^o - T_{rz}^u}{\Delta z} + \frac{T_{rr}^m - T_{\varphi\varphi}^m}{r^m} + f_r^m. \quad (3.15)$$

Entsprechend für die Vertikalkomponente der Schallschnelle  $v_z$  ergibt sich

$$\varrho \dot{v}_z^m = \frac{T_{rz}^a - T_{rz}^i}{\Delta r} + \frac{T_{zz}^o - T_{zz}^u}{\Delta z} + \frac{T_{rz}^a + T_{rz}^i}{2r^m} + f_z^m. \quad (3.16)$$

Die Diskretisierung wird in gleicher Weise auf die Gleichungen (3.8) - (3.11) angewendet und liefert

$$\dot{T}_{rr}^m = (\lambda + 2\mu) \frac{v_r^a - v_r^i}{\Delta r} + \lambda \left[ \frac{v_z^o - v_z^u}{\Delta z} + \frac{v_r^a + v_r^i}{2r^m} \right], \quad (3.17)$$

$$\dot{T}_{\varphi\varphi}^m = (\lambda + 2\mu) \frac{v_r^a + v_r^i}{2r^m} + \lambda \left[ \frac{v_r^a - v_r^i}{\Delta r} + \frac{v_z^o - v_z^u}{\Delta z} \right], \quad (3.18)$$

$$\dot{T}_{zz}^m = (\lambda + 2\mu) \frac{v_z^o - v_z^u}{\Delta z} + \lambda \left[ \frac{v_r^a - v_r^i}{\Delta r} + \frac{v_r^a + v_r^i}{2r^m} \right] \text{ und} \quad (3.19)$$

$$\dot{T}_{rz}^m = \mu \left[ \frac{v_r^o - v_r^u}{\Delta z} + \frac{v_z^a - v_z^i}{\Delta r} \right]. \quad (3.20)$$

Damit liegen sowohl die Spannungen  $T$  als auch die Geschwindigkeiten  $v$  in einem in sich versetzten Gitter, dem sog. *staggered grid*, vor.

Als Folge des versetzten Gitters liegt die zeitliche Diskretisierung ebenfalls in einem versetzten Gitter vor:

$$v_i[k] = v_i[k-1] + \dot{v}_i[k-1/2]\Delta t, \quad (3.21)$$

$$T_{ij}[k+1/2] = T_{ij}[k-1/2] + \dot{T}_{ij}[k]\Delta t. \quad (3.22)$$

Ein wichtiger Aspekt des CEFIT-Algorithmus' ist die Wahl des räumlichen und zeitlichen Diskretisierungsabstandes. Sowohl die Wahl der Zeitdifferenz der Simulationsschritte  $\Delta t$  als auch die Wahl der Gitterzellengröße  $\Delta r \times \Delta z$  des Simulationsvolumens richtet sich nach der kleinsten vorkommenden Wellenlänge  $\lambda_{\min}$  bzw. nach der höchsten Schallgeschwindigkeit  $c_{\max}$  im Medium (3.23).

$$\Delta t \leq \frac{\Delta z}{c_{\max}\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad \Delta r, \Delta z \leq \frac{1}{8}\lambda_{\min} \quad (3.23)$$

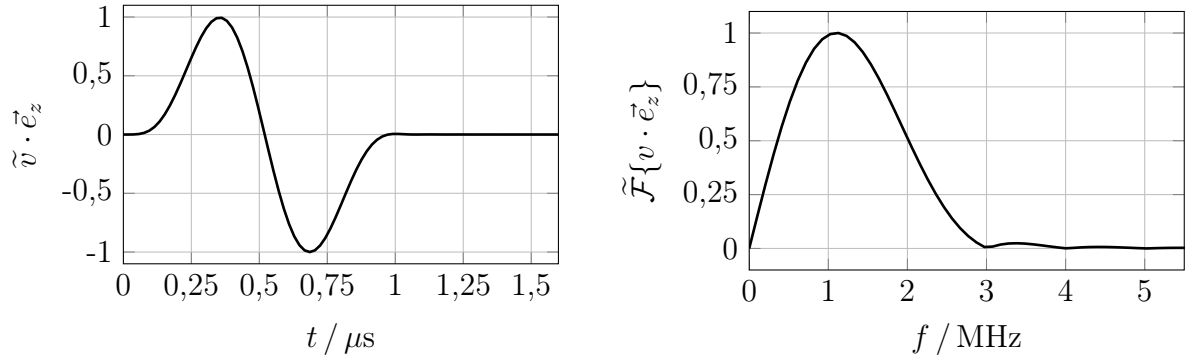
In (3.23) kann als größte Schallgeschwindigkeit  $c_{\max} = c_L$  und als kleinste Wellenlänge  $\lambda_{\min} = c_R/f_{\max}$  mit  $c_R \approx 0,9 \cdot c_T$  gesetzt werden.

Während das Kriterium für die zeitliche Diskretisierung direkt Einfluss auf die Stabilität des CEFIT-Algorithmus' hat, kann die räumliche Diskretisierung zu numerischen Störungen im Ergebnis führen (siehe dazu [24] und [35]).

Eine detaillierte Herleitung der Grundgleichungen sowie eine ausführliche Diskussion der Raum- und Zeitdiskretisierung der CEFIT-Methode sind in [35, 36] zu finden.

## Eingangssignal

Die Wellenausbreitung wurde bei allen Simulationsrechnungen in dieser Arbeit für den Halbraum mit  $z \geq 0$  und den Materialparametern aus Anhang C vorgenommen. Das Eingangssignal für den CEFIT-Algorithmus ist eine Normalkraft-beaufschlagte Punktquelle in  $P(0, 0, 0)^T$ .



(a) Zeitverlauf der  $z$ -Komponente der Schallschnelle (b) Spektrum der  $z$ -Komponente der Schallschnelle

Bild 3.4: Eingangssignal der CEFIT-Simulation im Punkt  $P(0,0,0)^T$

Das Bild 3.4 zeigt das Eingangssignal für die CEFIT-Simulation. In Bild 3.4(a) ist die normierte Zeitfunktion des Eingangssignals  $\tilde{v} \cdot \vec{e}_z(t)$  dargestellt. Die Radialkomponente  $\tilde{v} \cdot \vec{e}_r(t)$  kann in diesem Punkt vernachlässigt werden, weil die Punktquelle durch einen infinitesimal kleinen Hubkolben modelliert ist und die Radialkräfte erst durch die Scherspannungen nach außen übertragen werden.

Das normierte Spektrum der verwendeten Anregungsfunktion  $\tilde{\mathcal{F}}\{v \cdot \vec{e}_z\}$  ist in Bild 3.4(b) zu sehen. Es setzt sich im Wesentlichen mit Frequenzen aus dem Bereich  $f = 0 \dots 3$  MHz zusammen und hat seine Maximalamplitude bei  $f = 1,1$  MHz.

### Ausgangssignal

Die CEFIT-Methode liefert das Schallfeld  $\vec{v}_P(t)$ , welches von der Punktquelle  $P(0, 0, 0)^T$  in den Halbraum mit  $z \geq 0$  ausgeht. Dieses Schallfeld beinhaltet alle wellenphysikalischen Effekte.

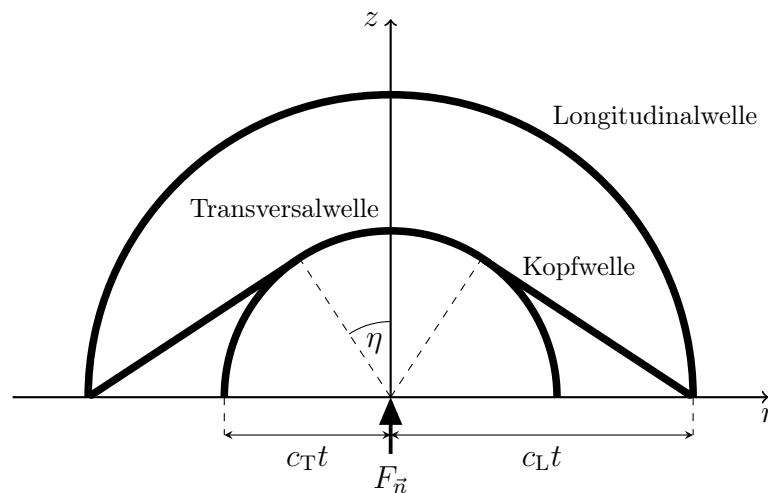


Bild 3.5: Ausbreitungsverhalten der verschiedenen Wellenarten in der  $rz$ -Ebene [10]

In Bild 3.5 ist das prinzipielle Ausbreitungsverhalten der unterschiedlichen Wellenarten dargestellt.

Ausgehend von der Normalkraftanregung im Ursprung bildet sich die Longitudinalwelle aus. Dieser primären Wellenfront läuft die Transversalwelle nach. Der Geschwindigkeitsunterschied dieser beiden Wellenfronten begründet sich aus den beiden LAMÉ-Konstanten  $\lambda$  und  $\mu$  und der Dichte  $\varrho$  des Mediums. Nach (3.24) berechnen sich die Schallgeschwindigkeiten  $c_L$  und  $c_T$ .

$$c_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho}} \quad \text{und} \quad c_T = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}} \quad (3.24)$$

An dem Punkt, an dem die Longitudinalwelle auf der spannungsfreien Oberfläche entlangstreift, spaltet sich die Kopfwelle ab. Sie hat die Form einer ebenen Welle, Transversalwellencharakter und stellt eine Verbindung zwischen Longitudinal- und Transversalwelle dar. Der Neigungswinkel  $\eta$  der Kopfwelle berechnet sich aus dem Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten  $c_L$  und  $c_T$  (3.25).

$$\sin \eta = \frac{c_T t}{c_L t} = \frac{c_T}{c_L} \quad (3.25)$$

Zusätzlich zu den Volumenwellen gibt es die RAYLEIGH-Welle, die dem Fußpunkt der Transversalwelle mit  $c_R \approx 0.9 \cdot c_T$  hinterhereilt. Sie ist die Welle mit der größten Amplitude und entfernt sich vom Ursprung radial an der Oberfläche.

Das Bild 3.6 gibt einen Überblick über das Resultat der CEFIT-Simulation. Der Simulationsraum hat eine Größe von  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  bei einer Auflösung von  $627 \times 627$  Pixeln und entspricht somit einem Zylinder mit dem Durchmesser  $d = 100 \text{ mm}$  und der Höhe  $h = 50 \text{ mm}$ . Die Materialkonstanten orientieren sich mit  $c_L = 5900 \text{ m/s}$ ,  $c_T = 3200 \text{ m/s}$  und  $\varrho = 7800 \text{ kg/m}^3$  an den Werten von Stahl. Der Zeitbereich umfasst  $t = 0 \dots 8,47 \mu\text{s}$  mit einer Diskretisierung von  $\Delta t = 19 \text{ ns}$ . Die vollständige Zusammenstellung der Simulationsparameter können dem Anhang C entnommen werden.

Die obere Zeile (Bilder 3.6(a) bis 3.6(d)) zeigt vier Momentaufnahmen der Radialkomponente der Schallschnelle  $v_r(t)$ . Die mittlere Zeile (Bilder 3.6(e) bis 3.6(h)) gibt die Vertikalkomponente der Schallschnelle  $v_z(t)$  wieder. Und die untere Zeile (Bilder 3.6(i) bis 3.6(l)) vermittelt unabhängig der Richtung einen Eindruck über den Betrag der Schallschnelle  $|v|(t)$ .

Es können alle Wellenphänomene, die anhand der Skizze in Bild 3.5 vorgestellt wurden, wiedergefunden werden.

### 3.2.2 Punktquellensynthese - PSS

Die Punktquellensynthese (PSS) stellt den zweiten Schritt zur vollständigen Berechnung des Schallfeldes von einer endlichen, flachen Apertur dar. Dazu wird eine Apertur in der  $xy$ -Ebene definiert und mit Punktquellen belegt. Das transiente Signal in einem Raumpunkt

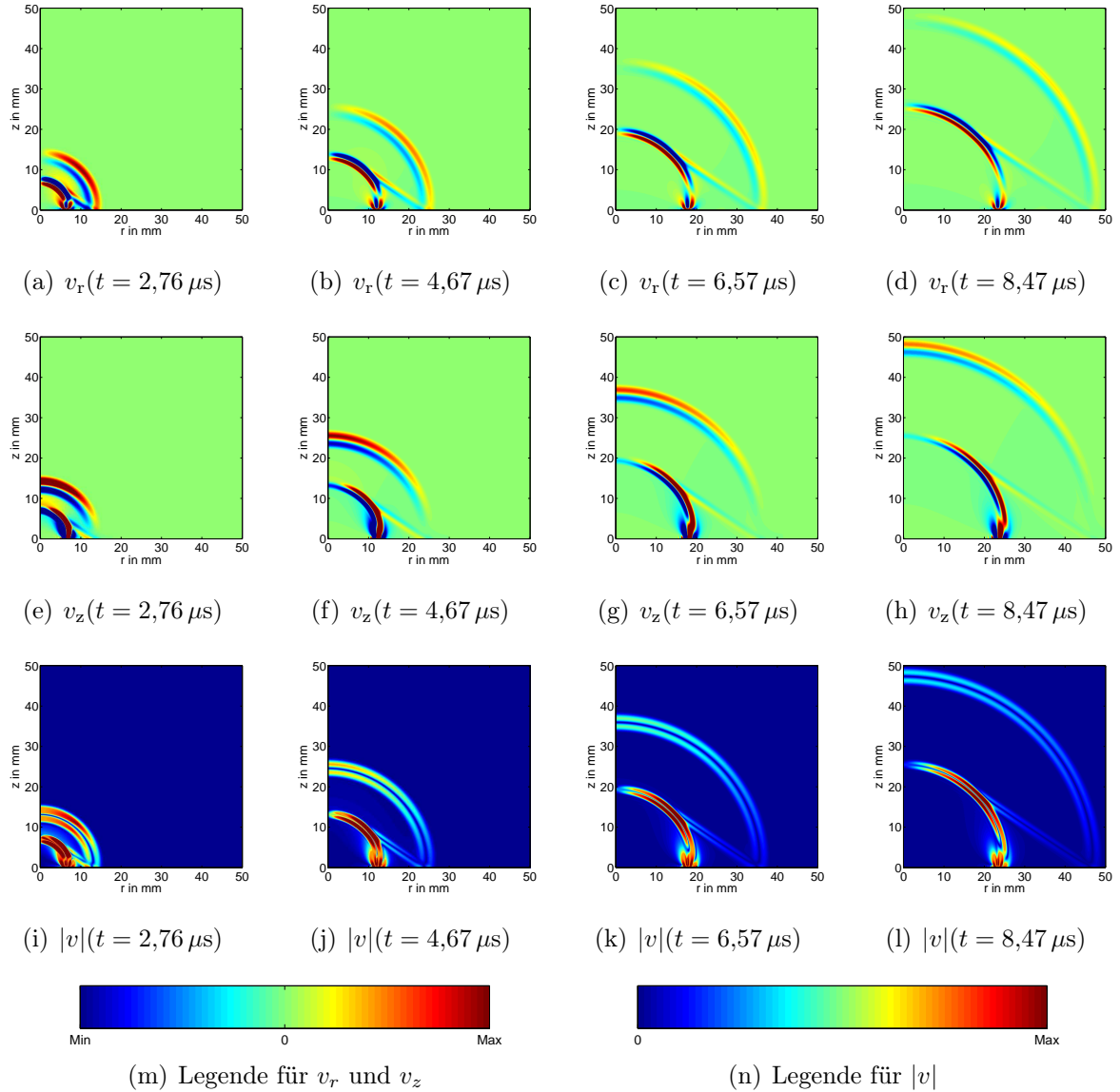


Bild 3.6: CEFIT-Simulation einer Punktquelle: Momentaufnahmen der Radial- und Vertikalkomponente sowie des Betrages der Schallschnelle

$F$  ergibt sich dann aus der Superposition aller Schallfeldanteile der einzelnen Punktquellen in diesem Raumpunkt.

Bei der Punktquellenbelegung der Apertur muss zwingend das Abtasttheorem nach NYQUIST-SHANNON beachtet werden. Das heißt, dass entsprechend der kleinsten zu erwartenden Wellenlänge im Signal  $\lambda_{\min}$  der Abstand der Punktquellen untereinander  $\Delta x$  und  $\Delta y$  gewählt wird (siehe Anhang B).

$$\Delta x, \Delta y \stackrel{!}{<} \frac{1}{2} \lambda_{\min} \quad (3.26)$$

Mit der Einhaltung dieser Anforderung ist gewährleistet, dass das Simulationsergebnis einer

mit Punktquellen entsprechend dicht belegten Fläche auch das Resultat einer Fläche und nicht das Resultat einzelner Punktquellen repräsentiert.

Die zylindrische Symmetrie, die bei der CEFIT-Rechnung einer Punktquelle angenommen wird, gilt im allgemeinen Fall für das ausgehende Schallfeld einer beliebigen Apertur nicht. Aus diesem Grund werden für jeden interessierenden Raumpunkt  $F$  die Signalanteile der Einzelpunktquellen in ihre kartesischen Komponenten  $v_{P,x}$ ,  $v_{P,y}$  und  $v_{P,z}$  zerlegt und separat aufsummiert. Das resultierende Gesamtsignal im Punkt  $\vec{v}_F$  ergibt sich dann aus der vektoriellen Summe der Komponenten aller  $n$  Punktquellen (3.27).

$$\vec{v}_F = \begin{pmatrix} v_{F,x} \\ v_{F,y} \\ v_{F,z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_{P_1,x} + v_{P_2,x} + \dots + v_{P_n,x} \\ v_{P_1,y} + v_{P_2,y} + \dots + v_{P_n,y} \\ v_{P_1,z} + v_{P_2,z} + \dots + v_{P_n,z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^n v_{P_i,x} \\ \sum_{i=1}^n v_{P_i,y} \\ \sum_{i=1}^n v_{P_i,z} \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

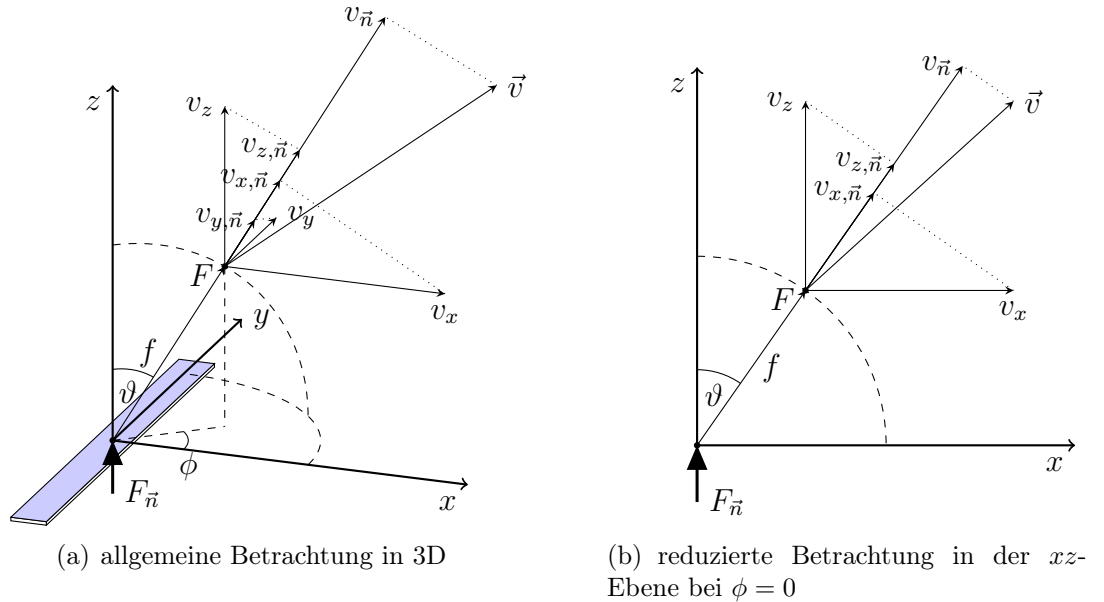
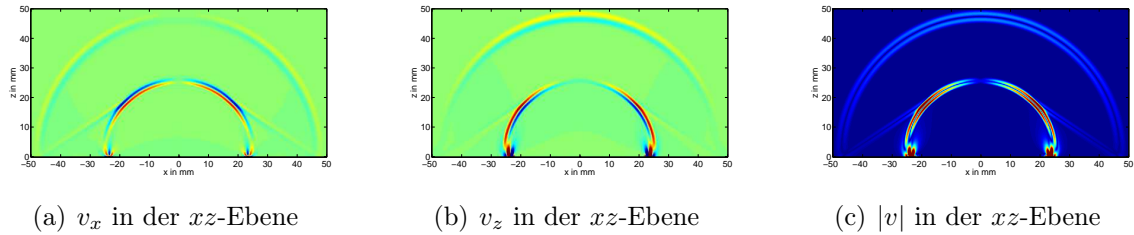
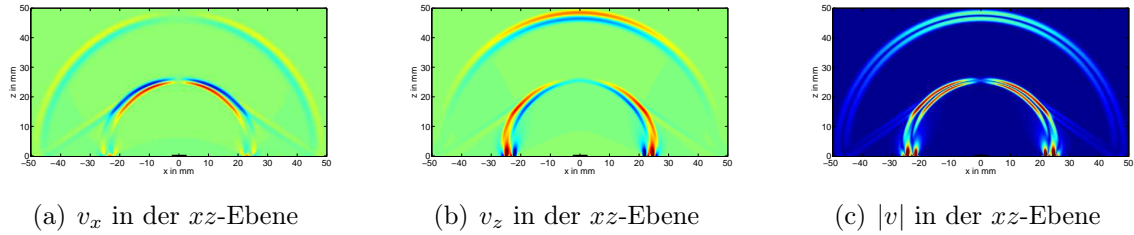
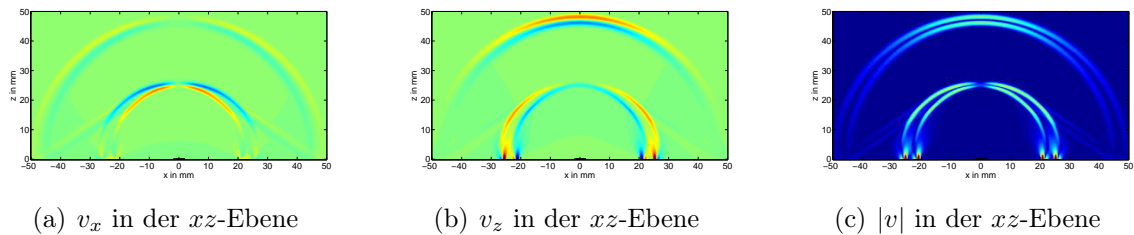


Bild 3.7: Schema der resultierenden Schallschnelle  $\vec{v}$  im Punkt  $F$  und deren Einzelkomponenten durch Normalkraftanregung im Punkt  $P(0, 0, 0)^T$

In Bild 3.7 sind zur Erläuterung der Punktquellensynthese die Einzelkomponenten des Schallfeldes eines Einzelschwingers im Fokuspunkt  $F$  dargestellt. Dabei zeigt die Darstellung 3.7(a) den allgemeinen Fall im 3D-Halbraum. Der Punkt  $F$  liegt auf der Hemisphäre, die ihren Mittelpunkt in der Mitte des Elements hat, in dem auch die Anregung durch eine Normalkraft  $F_{\vec{n}}$  erfolgt.

Für die Analyse des Schallfeldes eines linearen Phased Arrays ist meist die  $xz$ -Ebene bei  $y = 0$  von Interesse. Aus Symmetriegründen verschwindet in dieser Ebene die  $y$ -Komponente des Schallfeldes eines Einzelschwingers. Deshalb kann das Resultat der Schallfeldsimulation in der  $xz$ -Ebene um die  $y$ -Komponente der Schallschnelle reduziert werden. Daraus folgt die 2D-Darstellung in Bild 3.7(b). Die Reduktion um die  $y$ -Komponente kann jedoch erst bei der Ergebnisdiskussion und -darstellung vorgenommen werden. Bei den Berechnungen ist die Beachtung aller Komponenten zwingend erforderlich.


 Bild 3.8: CEFIT-PSS-Simulation einer Punktapertur ( $xz$ -Ebene)

 Bild 3.9: CEFIT-PSS-Simulation einer Kreisapertur ( $xz$ -Ebene)

 Bild 3.10: CEFIT-PSS-Simulation einer Rechteckapertur ( $xz$ -Ebene)

Zur Veranschaulichung der CEFIT-PSS-Rechnung zeigen die Bilder 3.8, 3.9 und 3.10 die  $v_x$ - und die  $v_z$ -Komponente sowie den Betrag der Schallschnelle  $|v|$  des Schallfeldes bei unterschiedlichen Aperturen. In Anhang A werden die ausführlichen Ergebnisse dieser drei Aperturmodellierungen dargestellt, wobei es sich in Bezug auf das Schema in Bild 3.2 um das Schallfeld eines Einzelelements  $\vec{v}_E$  handelt. Zur Berechnung des Schallfeldes  $\vec{v}_{PA}$ , welches von einem Phased Array ausgeht, ist die Synthese der Elementschallfelder (ESS), zu den durch die Focal Laws beschriebenen Zeiten, notwendig (siehe Abschnitt 5).

### 3.3 Zusammenfassung der Schallfeldsimulation

Im vorangegangenen Abschnitt wird eine Übersicht über die bekannten (halb-)analytischen und numerischen Methoden zur Schallfeldsimulation gegeben. Die Anforderungen an die in dieser Arbeit durchzuführenden Rechnungen motiviert die Wahl zu einem kombinierten und kaskadierten Verfahren, dem sogenannten **4D-CEFIT-PSS**-Algorithmus.

Die elastodynamische finite Integrationstechnik in Zylinderkoordinaten (CEFIT) ist ein numerisches Verfahren zur Schallfeldberechnung, bei der alle wellenphysikalischen Phäno-

mene, wie Beugungen, Interferenzen und Modenwandlungen, berücksichtigt werden. Durch die Ausnutzung der Zylindersymmetrie kann auf die  $\varphi$ -Abhängigkeit verzichtet und somit der Rechenaufwand einer kartesischen EFIT-Rechnung deutlich reduziert werden.

Für die anschließende Punktquellensynthese (PSS) werden die Ergebnisse der CEFIT-Rechnung  $v_r(t)$  und  $v_z(t)$  in die kartesischen Komponenten  $v_x(t)$ ,  $v_y(t)$  und  $v_z(t)$  konvertiert und können dadurch in den betrachteten Analysepunkten überlagert werden.



# 4 Aperturmodellierung

Für die herkömmliche Focal Law-Berechnung werden die Einzelemente der Phased Arrays durch ihren Flächenmittelpunkt repräsentiert (siehe Abschnitt 1.1). Der einzige geometrische Parameter, der bei dieser Art der Berechnung einbezogen wird, ist der Elementabstand  $p$ . Die tatsächlichen Abmessungen der Einzelemente  $e$  und  $l_{\text{pas}}$  finden keine Berücksichtigung. Wie sich die Berücksichtigung der realen Geometrie der Einzelemente auf das Wellenfeld auswirkt, ist Gegenstand dieses Kapitels.

## 4.1 Geometrische Betrachtung

Die für die Ansteuerung von Ultraschall-Phased Arrays genutzten Focal Laws geben den Zeitpunkt für jedes Einzelement wieder, zu dem die Ansteuerung erfolgen soll. Das Ziel ist, die unterschiedlichen Signallaufzeiten von den verschiedenen Elementen so zu kompensieren, dass sie gleichzeitig im Fokuspunkt  $F$  ankommen. Durch den proportionalen Zusammenhang mit der Schallgeschwindigkeit  $c$  des Prüfmediums können die Laufzeiten als euklidische Abstände betrachtet werden.

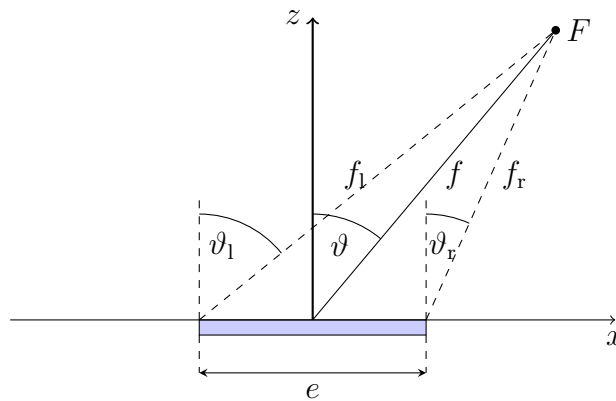


Bild 4.1: Geometrische Betrachtung der Laufzeit in der  $xz$ -Ebene

Die Skizze in Bild 4.1 zeigt die  $xz$ -Ebene durch ein Einzelement der Breite  $e$  mit drei eingezeichneten Signallaufwegen  $f_l$ ,  $f$  und  $f_r$  zu einem Fokuspunkt  $F$ . Der Abstand zwischen dem Elementmittelpunkt zum Fokuspunkt heißt  $f$ , die Abstände von der linken und der rechten Kante des Elementes sind mit  $f_l$  und  $f_r$  benannt.

Es ist ersichtlich, dass sich bei einem Winkel  $\vartheta \neq 0$  die Abstände  $f_l$ ,  $f$  und  $f_r$  genauso wie die entsprechenden Winkel  $\vartheta_1$ ,  $\vartheta$  und  $\vartheta_r$  im Allgemeinen voneinander unterscheiden. Wie groß dieser Unterschied ausfällt, hängt von den folgenden drei Faktoren ab:

1. dem Winkel  $\vartheta$ , der zwischen der  $z$ -Achse und der Fokusrichtung  $f$  aufgespannt wird,
2. dem Abstand  $f$  zwischen dem Einzelement und dem Fokuspunkt  $F$  und
3. der Elementbreite  $e$ .

Dieser Zusammenhang kann durch den Kosinussatz (4.1) beschrieben werden.

$$f_{l,r} = \sqrt{f^2 + \left(\frac{e}{2}\right)^2 + fe \sin(\pm\vartheta)} \quad (4.1)$$

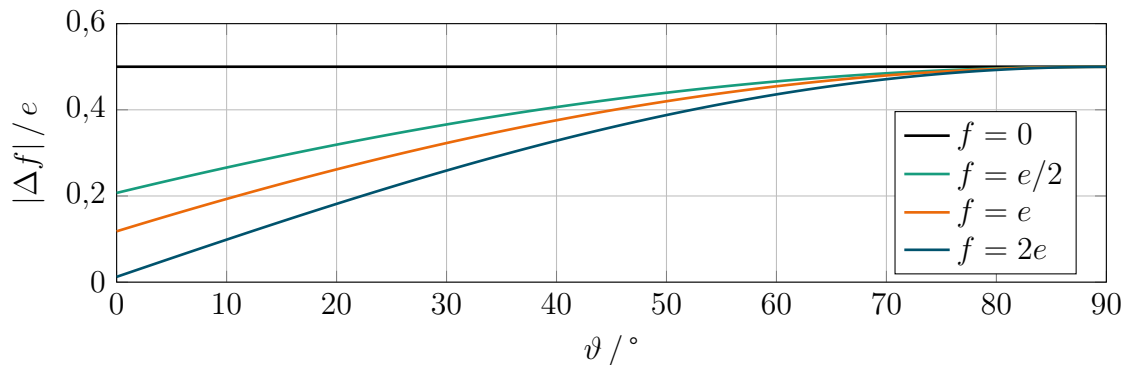


Bild 4.2: Laufwegunterschiede in Abhängigkeit des Fokusabstandes und des Winkels

In Bild 4.2 ist der Zusammenhang zwischen dem Fokusabstand  $f$  und der Elementbreite  $e$  als Funktion des Winkels  $\vartheta$  zu sehen. Der Abstand zwischen der Elementmitte und dem Fokuspunkt  $f$  sowie den Elementkanten und dem Fokuspunkt  $f_l$  und  $f_r$  reduziert sich, je kleiner der Winkel  $\vartheta$  und je größer das Verhältnis  $f/e$  ist. Bei gegebener Elementbreite  $e$  und  $\vartheta = \pm 90^\circ$  unterscheiden sich die Abstände  $f$  und  $f_l$  bzw.  $f$  und  $f_r$  um genau die halbe Elementbreite:  $\Delta f = e/2$ . Die Reduzierung der Elementbreite auf  $e = 0$  führt zu der Aperturmodellierung durch einen Punkt, bei der es zu keinen Unterschieden über dem gesamten Winkelbereich kommt.

## 4.2 Wellenphysikalische Betrachtung

Die oben vorgestellte geometrische Betrachtung zeigt, dass der Fehler, den die Aperturmodellierung mittels einer Punktquelle mit sich bringt, sowohl von der Elementgeometrie, als auch vom Fokuspunkt abhängig ist. Zur Verdeutlichung des Einflusses der Aperturmodellierung auf das resultierende Wellenfeld im Fokuspunkt wird im Folgenden auf die Besonderheiten von vier unterschiedlichen Modellen eingegangen.

Als erstes wird die Modellierung der Apertur mit einer zentrierten Punktquelle vorgestellt (Bild 4.3(a)). Sie spiegelt den Fall der geometrischen Akustik wider, weil der Abstand zwischen der Apertur zu jedem beliebigen Fokuspunkt mit einer einzigen Verbindungsstrecke dargestellt werden kann. Als zweite Modellierungsmethode werden mehrere Punktquellen auf einer Linie positioniert. Daraus resultieren Linienquellen, die bei einer Ausrichtung in

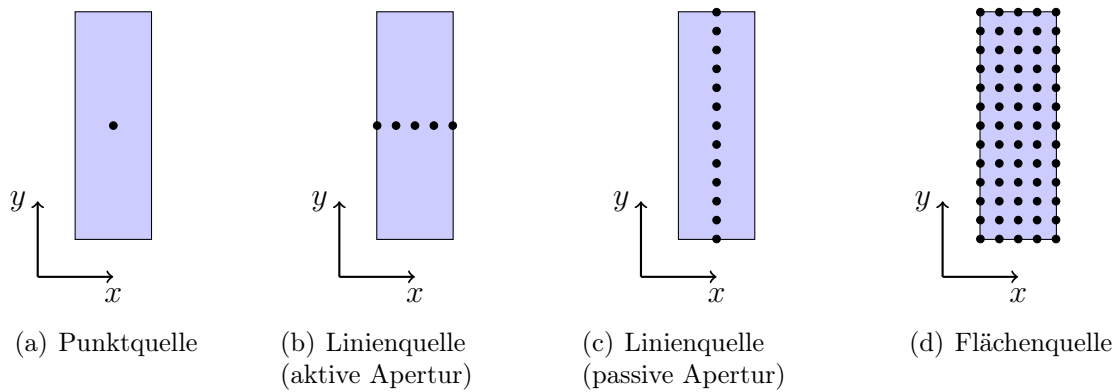


Bild 4.3: Modellierung von Aperturen mit verschiedenen Punktquellenbelegungen

$x$ -Richtung *aktive Apertur* (Bild 4.3(b)) und bei einer Ausrichtung in  $y$ -Richtung *passive Apertur* (Bild 4.3(c)) genannt werden. Letztlich erfolgt die vollständige Belegung der Apertur mit Punktquellen, sodass von einer Flächenquelle gesprochen werden kann (Bild 4.3(d)).

Die Wahl des maximal zulässigen Abstandes  $\Delta x$  und  $\Delta y$ , der Punktquellen untereinander, der bei einer Aperturmodellierung mit einzelnen Punktquellen zu beachten ist, richtet sich entsprechend dem Nyquist-Theorem nach den kleinsten zu erwartenden Wellenlängen. Eine genauere Betrachtung wird in Anhang B gegeben.

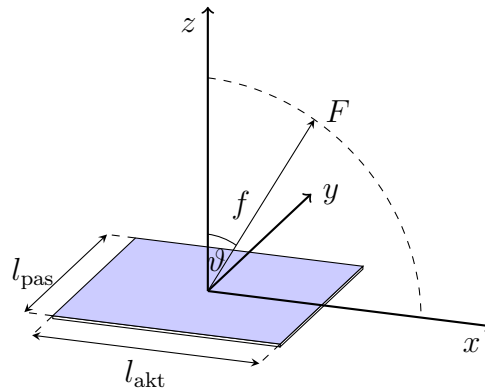


Bild 4.4: Konfiguration für die Simulationsrechnungen zum Vergleich unterschiedlicher Aperturmodellierungen

Zur Analyse des Wellenfeldes wird die in Bild 4.4 dargestellte Konfiguration genutzt. Unabhängig von der Modellierungsart liegt die Apertur zentriert auf dem Koordinatenursprung. Die Analysepunkte  $F$  sind auf einem Viertelkreis mit  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  und einem Abstand  $f$  um den Ursprung angelegt. Aufgrund der Symmetrie zur  $yz$ -Ebene gelten alle Ergebnisse genauso für die Punkte auf dem Viertelkreis mit  $\vartheta = 0 \dots -90^\circ$ , die hier nicht dargestellt sind.

Auch wenn in der Praxis stets Einzelschwinger zum Einsatz kommen, deren passive Aperturlänge deutlich größer ist als ihre aktive Aperturlänge, werden die Rechnungen in diesem Abschnitt mit der gleichen Variation für die Aperturabmessung  $l_{\text{akt}}$  und  $l_{\text{pas}}$  durchgeführt.

Damit soll der grundsätzliche Einfluss der Modellierungsarten vergleichbar sein. Die so gewonnenen Ergebnisse können ohne Einschränkung der Allgemeinheit für eine realistische Abschätzung auf die Auswirkungen anderer Geometrien dienen.

## 4.3 Einfluss der Apertur auf das Wellenfeld im Zeitbereich

Im Folgenden werden die vier oben genannten Modellierungsarten detailliert im Zeitbereich analysiert. Damit ein Vergleich der Zeitsignale über allen Winkeln möglich ist, werden übersichtliche Zeit-Winkel-Karten für jede Aperturmodellierungsart erstellt. Darin sind einzelne Komponenten der Schallschnelle  $v_x$  und  $v_z$ , deren Projektionen in Normalenrichtung  $v_{x,\vec{n}}$  und  $v_{z,\vec{n}}$  sowie der Betrag  $|v|$  und die resultierende Schnelle in Normalenrichtung  $v_{\vec{n}}$  dargestellt. Außerdem sind ausgesuchte Zeitsignale der genannten Komponenten und Projektionen der Schallschnelle zur detaillierten Diskussion dargestellt.

### 4.3.1 Aperturmodellierung mit zentrierter Punktquelle

Die einfachste Art, eine Apertur zu modellieren, ist ihren Mittelpunkt mit einer einzelnen Punktquelle zu belegen. Dabei bleibt die tatsächliche Geometrie der Apertur, sowohl die Aperturbreite  $l_{\text{akt}}$  als auch die Aperturlänge  $l_{\text{pas}}$ , unberücksichtigt. Diese Methode spiegelt das Prinzip der geometrischen Akustik wider und ermöglicht trotz der starken Vereinfachungen allgemeine Aussagen bezüglich des resultierenden Wellenfeldes eines einzelnen Elementes. Jedoch gilt es zu beachten, dass mit zunehmendem  $l/\lambda$ -Verhältnis das Ergebnis der Schallfeldberechnung ungenauer wird, wie es sich im Vergleich mit den anderen Modellierungsarten zeigt.

In Bild 4.5 ist die Schallschnelle  $\vec{v} = f(t, \vartheta)$  in ihren Einzelkomponenten, ihr Betrag sowie der resultierende Normalenanteil in einzelnen Zeit-Winkel-Karten dargestellt.

Es handelt sich hierbei um eine normierte Darstellung, sodass alle Wellenarten gut erkennbar sind.

Die Longitudinalwelle tritt bei einer Zeit von  $t \approx 4 \mu\text{s}$  in Erscheinung. Die Transversalwelle erreicht den jeweiligen Analysepunkt  $F$  erst bei  $t \approx 6,8 \mu\text{s}$ . Während bei kleinen Winkeln lediglich diese beiden Wellentypen auftreten, lässt sich ab einem Winkel  $\vartheta > 50^\circ$  die Kopfwelle erkennen. Sie entsteht durch das Entlangstreifen der Longitudinalwelle an der Oberfläche und mündet in die primäre Transversalwelle (siehe auch Bild 3.5). Die oberflächennahe RAYLEIGH-Welle hat hingegen erst bei Winkeln  $\vartheta > 80^\circ$  einen Einfluss.

Weitere Merkmale der Berechnungen in Bild 4.5 sind:

$$v_x(t, \vartheta = 0^\circ) = 0 \quad \text{und} \quad v_x(t, \vartheta = 90^\circ) = v_{x,\vec{n}}(t, \vartheta = 90^\circ) \quad (4.2)$$

$$v_z(t, \vartheta = 90^\circ) = 0 \quad \text{und} \quad v_z(t, \vartheta = 0^\circ) = v_{z,\vec{n}}(t, \vartheta = 0^\circ) \quad (4.3)$$

Die Bilder 4.6 bis 4.11 zeigen den Zeitverlauf der Schallschnellekomponenten bei ausgewählten Winkeln ( $\vartheta = 0, 20, \dots, 80^\circ$ ). Es ist erkennbar, dass die Longitudinalwelle jeder

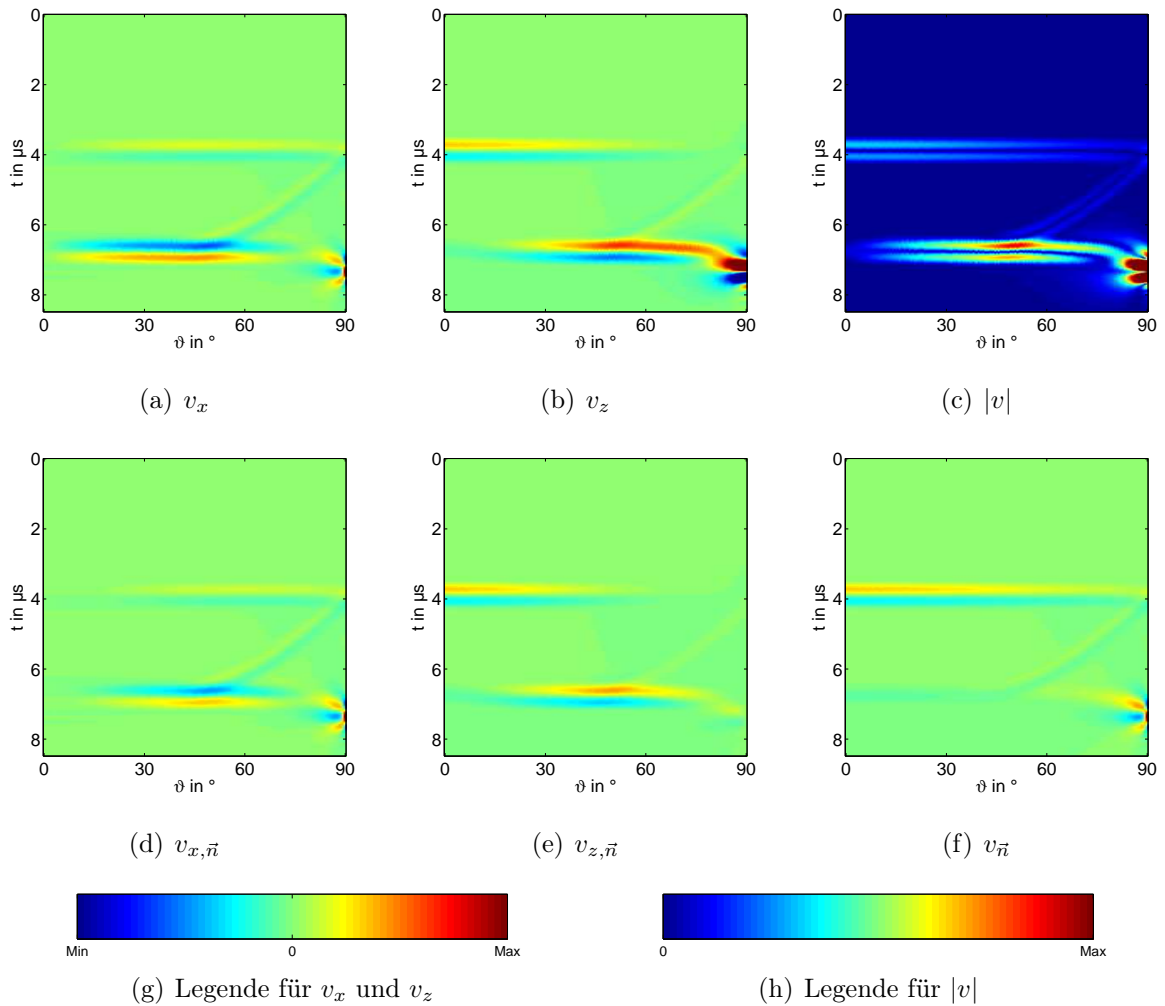


Bild 4.5: Schallschnelle  $\vec{v} = f(t, \vartheta)$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20 \text{ mm}$  und  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  ausgehend von einer Punktquelle

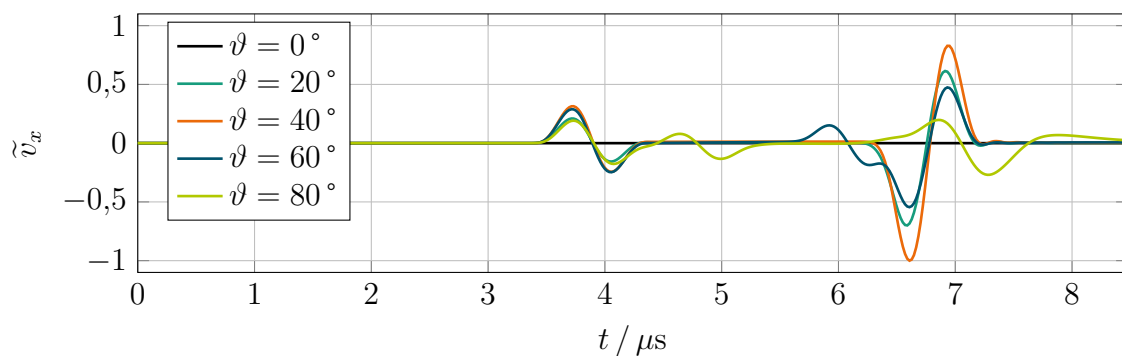


Bild 4.6: Zeitsignale  $v_x(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch einen Punkt

Komponente nahezu unabhängig vom Winkel zum gleichen Zeitpunkt eintrifft. Im Winkelbereich mit  $\vartheta = 0 \dots 40^\circ$  sind sich die Zeitfunktionen auch im Bereich der Transversalwelle noch sehr ähnlich. Bei größeren Winkeln hingegen ( $\vartheta > 50^\circ$ ) beeinflusst die Kopf- und

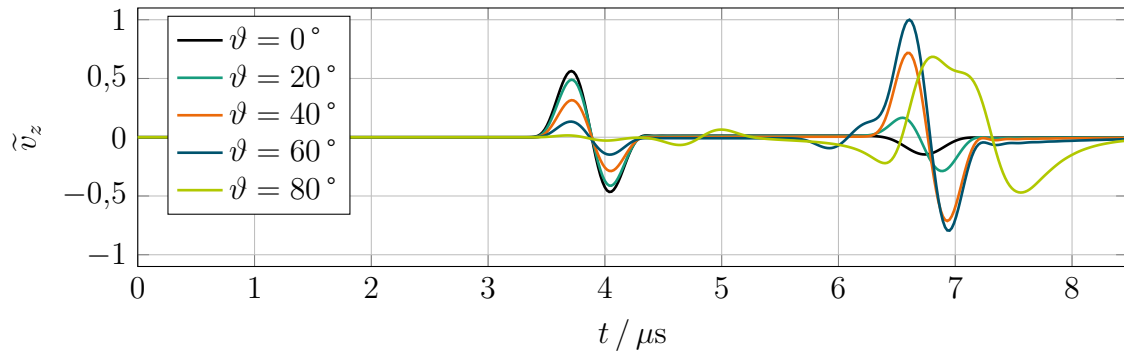


Bild 4.7: Zeitsignale  $v_z(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch einen Punkt

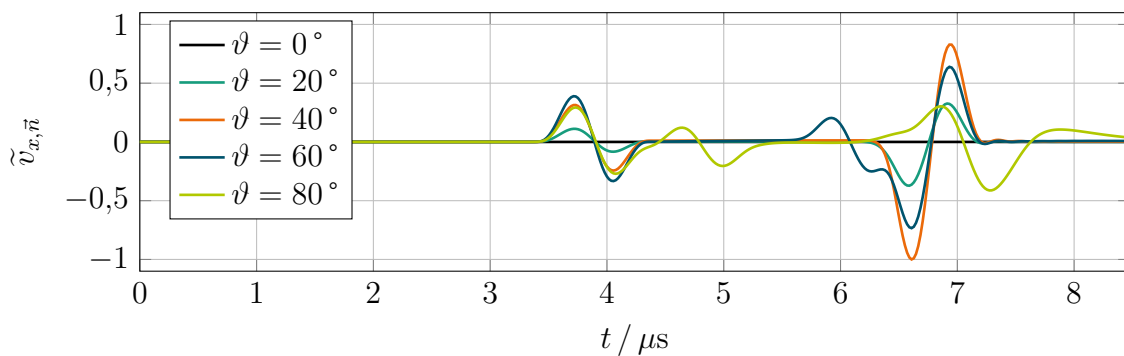


Bild 4.8: Zeitsignale  $v_{x,\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch einen Punkt

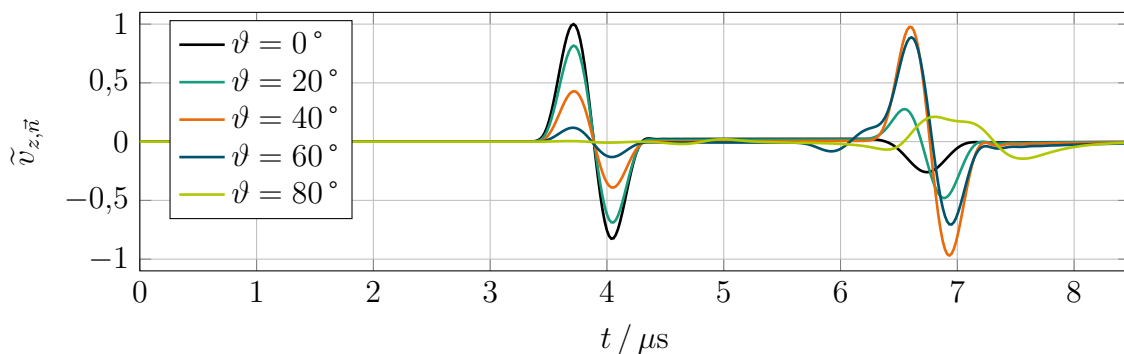


Bild 4.9: Zeitsignale  $v_{z,\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch einen Punkt

später auch die RAYLEIGH-Welle deutlich die Form der Zeitfunktion.

Der Zeitverlauf der in Normalenrichtung projizierten Schallschnelle  $v_{\vec{n}}(t)$  in Bild 4.11 zeigt den Anteil der Schallschnelle, der direkt von der Punktquelle ausgehend am Fokuspunkt  $F$  wirkt. Deutlich ist erkennbar, dass mit größerem Winkel  $\vartheta$  die Amplitude  $v_{\vec{n}}(t)$  abnimmt. Für alle Winkel  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  lässt sich dieses Verhalten auch in Bild 4.5(f) nachvollziehen.

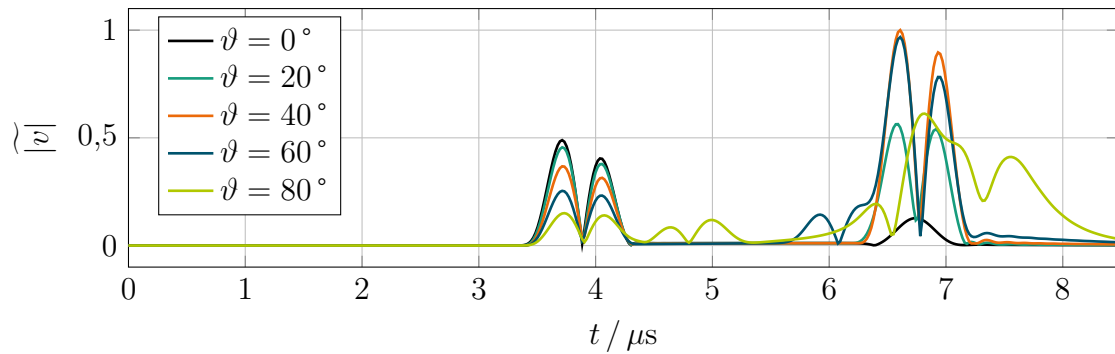


Bild 4.10: Zeitsignale  $|v|(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch einen Punkt

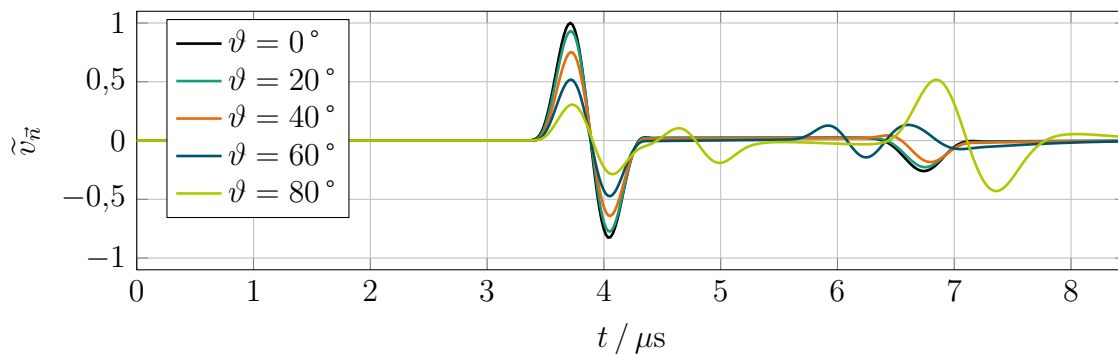


Bild 4.11: Zeitsignale  $v_n(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch einen Punkt

### 4.3.2 Aperturmodellierung mit Linienquelle – aktive Apertur

Als erste Erweiterung des oben vorgestellten Aperturmodells einer einzelnen Punktquelle, wird eine Linie der Länge  $l_{\text{akt}}$  in  $x$ -Richtung mit Punktquellen belegt.

Das Bild 4.12 zeigt einen Überblick der Schallschnelle  $\vec{v} = f(t, \vartheta)$  und ihren Einzelkomponenten ausgehend von einer Linienquelle in  $x$ -Richtung, in gleicher Weise wie das Bild 4.5 für eine Punktquelle.

Schon bei kleinen Winkelabweichungen treten hierbei signifikante Veränderungen der Wellenfronten auf. Die positive und die negative Hälfte der Longitudinalwelle teilen sich mit zunehmendem Winkel  $\vartheta$  auf und entfernen sich zeitlich voneinander. In gleicher Weise zeigt sich dieser Effekt auch bei der Transversalwelle.

Das durch die Linienquelle erzeugte Wellenfeld weist, im Gegensatz zum oben gezeigten Fall der Punktquelle, Interferenzen im Nahfeldbereich auf. Während in den Zeit-Winkel-Karten der Einzelkomponenten  $v_x$  und  $v_z$  der Punktquelle stark hervortretende Oberflächenwellen erkennbar sind, führen die Wellenüberlagerungen der Linienquelle zu einer starken Abschwächung der RAYLEIGH-Welle.

Die Zusammenhänge (4.2) und (4.3), die für die Punktquelle formuliert wurden, gelten genauso für die hier modellierte Linienquelle in  $x$ -Richtung.

Die Gegenüberstellung einzelner Zeitsignale im Bild 4.13 bis 4.18 verdeutlicht das bereits

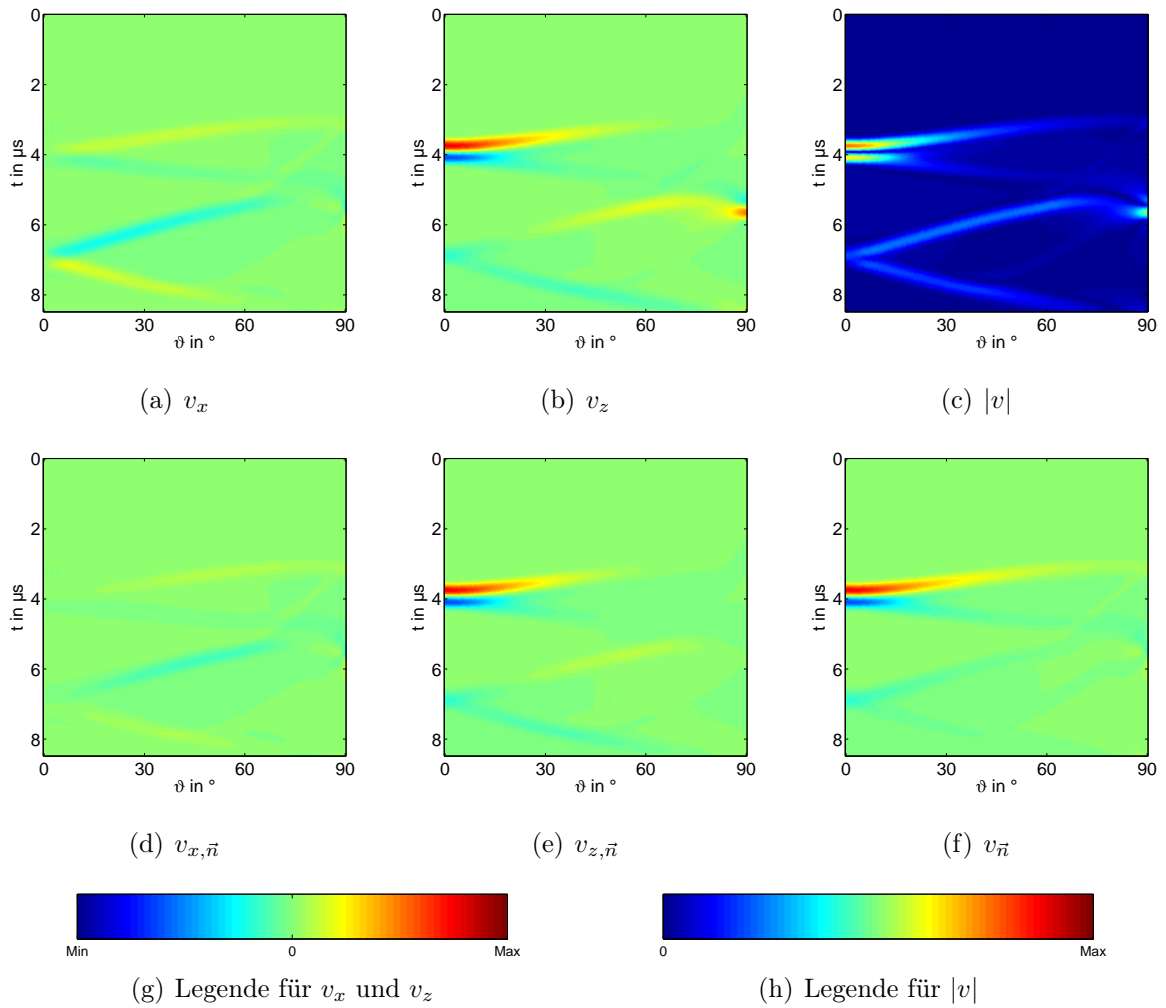


Bild 4.12: Schallschnelle  $\vec{v} = f(t, \vartheta)$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20 \text{ mm}$  und  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  ausgehend von einer Linienquelle in  $x$ -Richtung mit  $l_{\text{akt}} = 10 \text{ mm}$  (aktive Apertur)

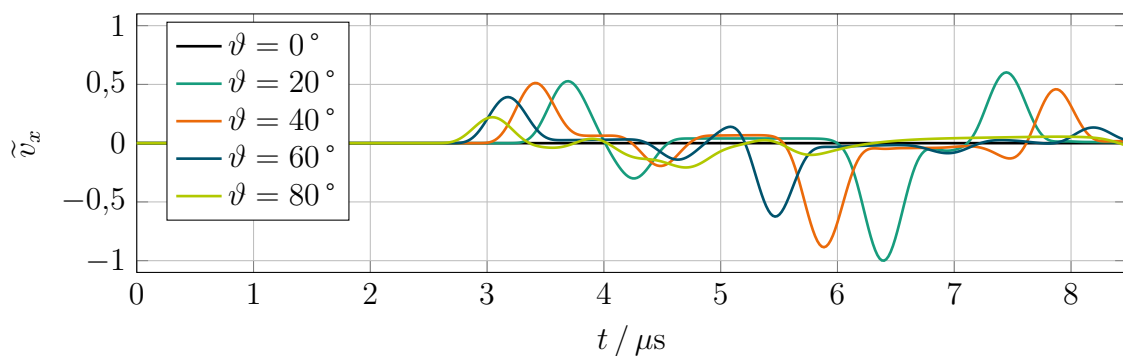


Bild 4.13: Zeitsignale  $v_x(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung (aktive Apertur)

oben genannte Aufsplitten der positiven und negativen Halbwellen der Longitudinal- und Transversalanteile mit zunehmendem Winkel  $\vartheta$ . Bei  $\vartheta \leq 20^\circ$  geht die positive Halbwellen der Longitudinalschwingung direkt in die negative Halbwellen über. Bei größeren Winkeln



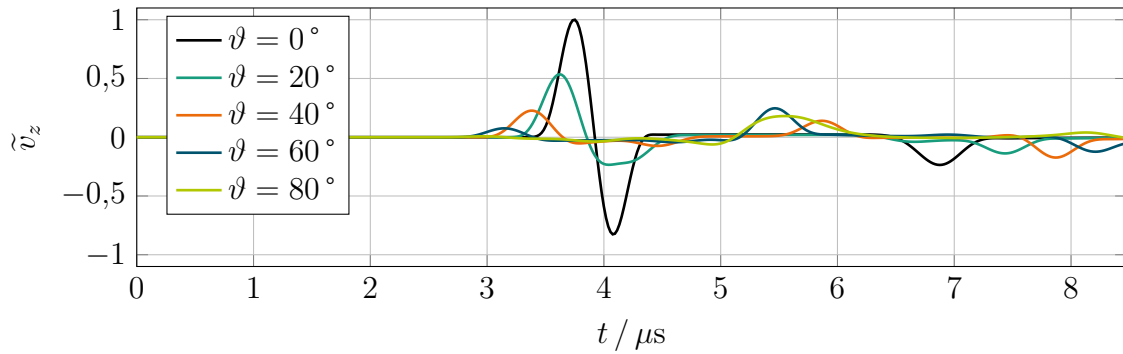


Bild 4.14: Zeitsignale  $v_z(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung (aktive Apertur)

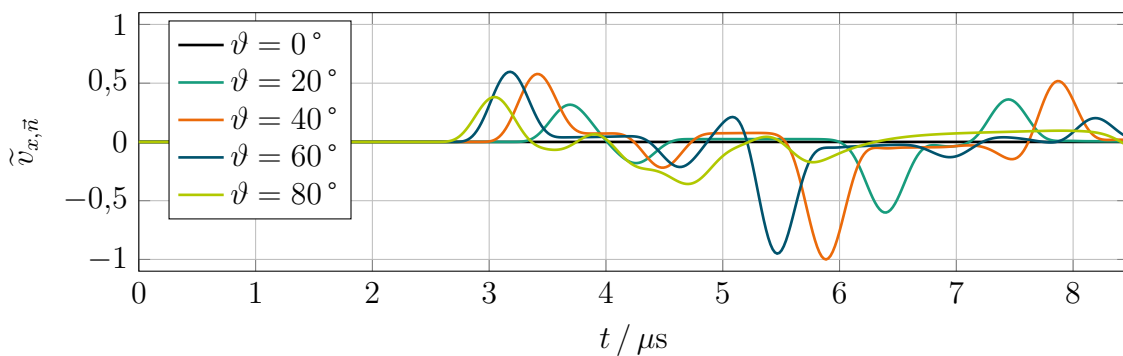


Bild 4.15: Zeitsignale  $v_{x,\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung (aktive Apertur)

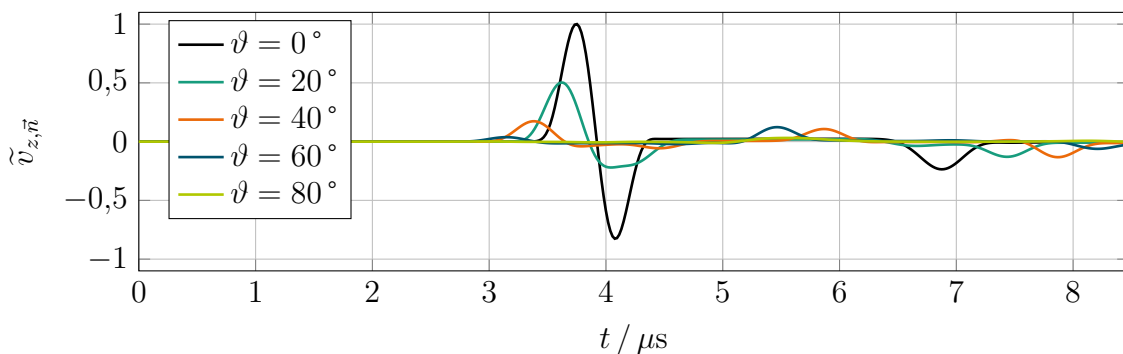


Bild 4.16: Zeitsignale  $v_{z,\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung (aktive Apertur)

( $\vartheta > 20^\circ$ ) sind diese beiden Signalbereiche geteilt und die Zeitpunkte des Maximums und des Minimums der Longitudinalwelle  $t_L^+$  und  $t_L^-$  vergrößern ihren Abstand mit zunehmendem Winkel  $\vartheta$  zueinander. Außerdem ist eine Verbreiterung der Halbwellen zu erkennen, die auf eine Verschiebung des Frequenzspektrums zu niedrigeren Frequenzen hindeutet, die weiter unten diskutiert wird.

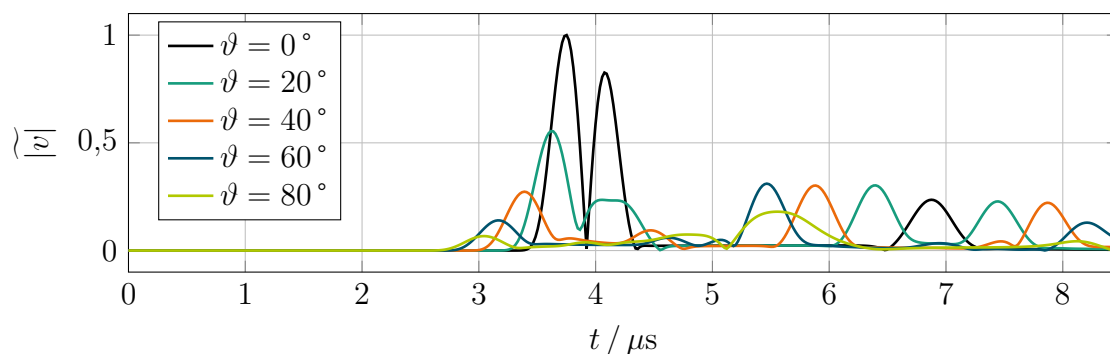


Bild 4.17: Zeitsignale  $|v|(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung (aktive Apertur)

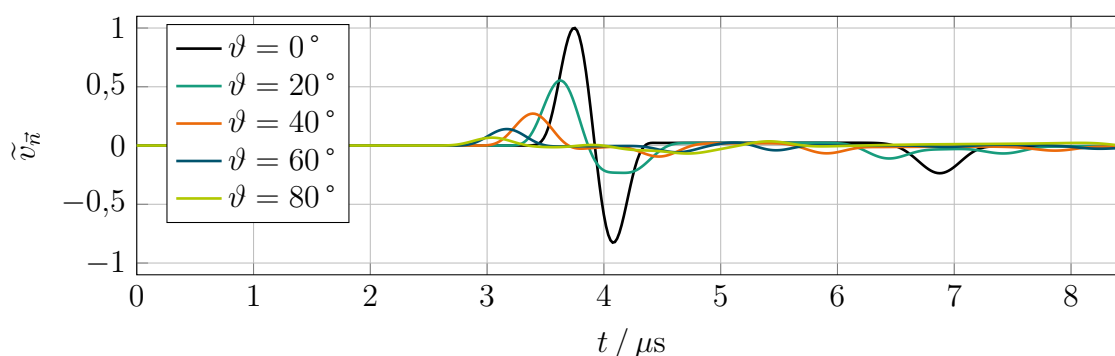


Bild 4.18: Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung (aktive Apertur)

### 4.3.3 Aperturmodellierung mit Linienquelle – passive Apertur

In einer weiteren Simulation wurde das Schallfeld einer Linienquelle der Länge  $l_{\text{pas}}$ , die entlang der  $y$ -Richtung mit einzelnen Punktquellen belegt ist, berechnet. Die Aperturgeometrie entspricht damit der aus dem oberen Abschnitt und ist um  $90^\circ$  in der  $xy$ -Ebene gedreht.

Die Zeit-Winkel-Karten der Schallschnelle  $\vec{v} = f(t, \vartheta)$  einer Linienquelle in  $y$ -Richtung (Bild 4.19) weisen, im Gegensatz zu den oben gezeigten Simulationen der Linienquelle in  $x$ -Richtung (Bild 4.12), wieder kompakte Wellenfronten und deutliche RAYLEIGH-Wellen auf. Es besteht eine große Ähnlichkeit zu den Wellenfeldsimulationen einer Punktquelle. Abweichungen lassen sich lediglich in kleinen Bereichen der Oberflächenwelle finden.

Ähnlich der Punktquellenapertur erreichen hier die Schallwellen unabhängig des Winkels  $\vartheta$  ihren Fokuspunkt  $F$  zum gleichen Zeitpunkt.

Die Zeitreihen in den Bildern 4.20 bis 4.25 zeigen, dass bei einer Linienquelle in  $y$ -Richtung die Zeitpunkte  $t_{\text{L}}^+$  und  $t_{\text{L}}^-$  unabhängig vom Winkel  $\vartheta$  sind. In Bild 4.25 wird auch hier deutlich, dass die höchste Amplitude der Schallschnelle in Normalenrichtung  $v_{\vec{n}}$  bei  $\vartheta = 0^\circ$ , also in vertikaler Vorzugsrichtung liegt.

Die Interferenzen, die durch die lineare Anordnung der Punktquellen in  $y$ -Richtung zustande kommen, führen lediglich zur Verringerung der Oberflächenwellen. Die Longitudinal- und

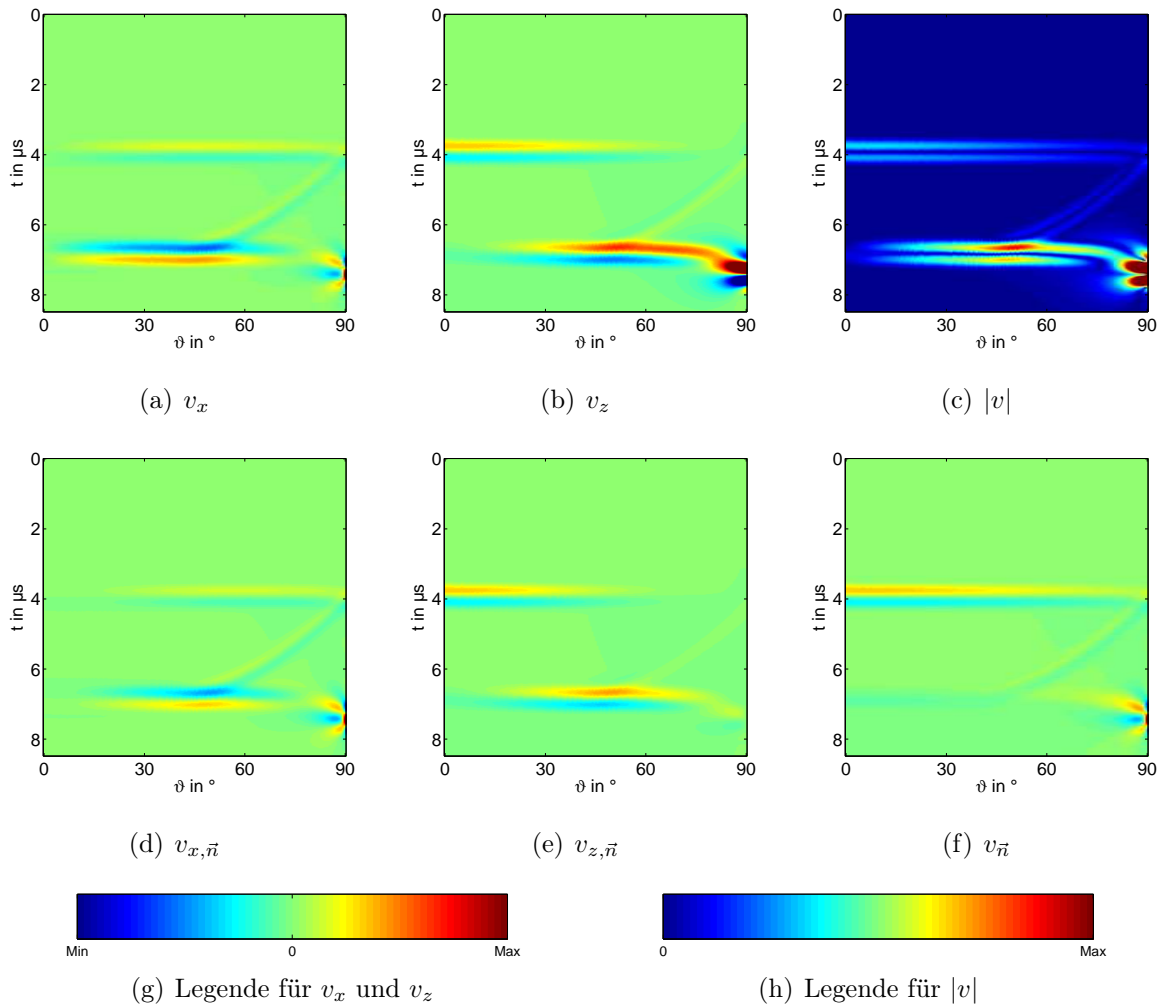


Bild 4.19: Schallschnelle  $\vec{v} = f(t, \vartheta)$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20 \text{ mm}$  und  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  ausgehend von einer Linienquelle in  $y$ -Richtung mit  $l_{\text{pas}} = 10 \text{ mm}$  (passive Apertur)

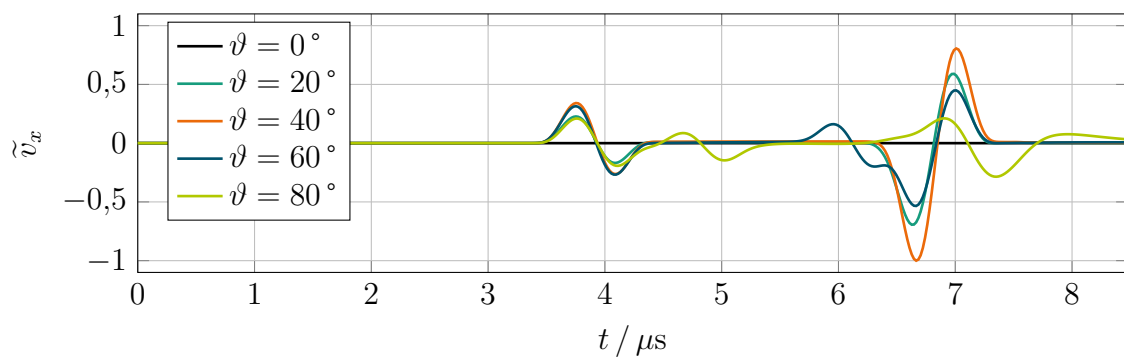


Bild 4.20: Zeitsignale  $v_x(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $y$ -Richtung (passive Apertur)

Transversalwelle hingegen werden dadurch weniger beeinflusst.

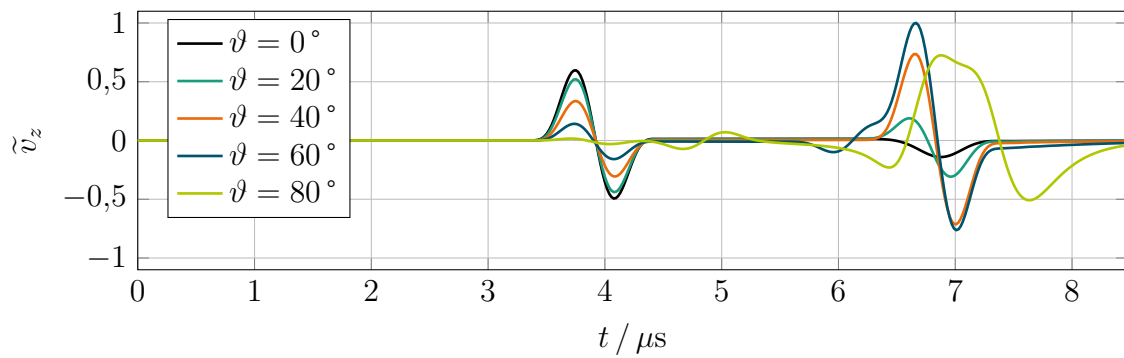


Bild 4.21: Zeitsignale  $v_z(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $y$ -Richtung (passive Apertur)

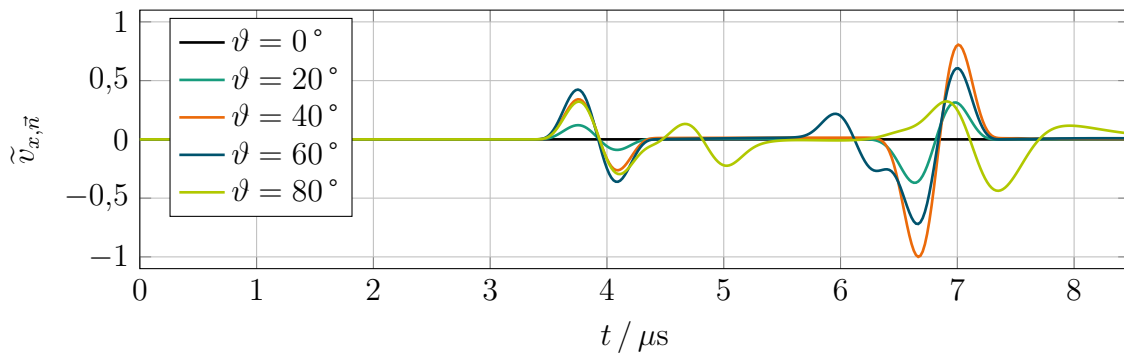


Bild 4.22: Zeitsignale  $v_{x,\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $y$ -Richtung (passive Apertur)

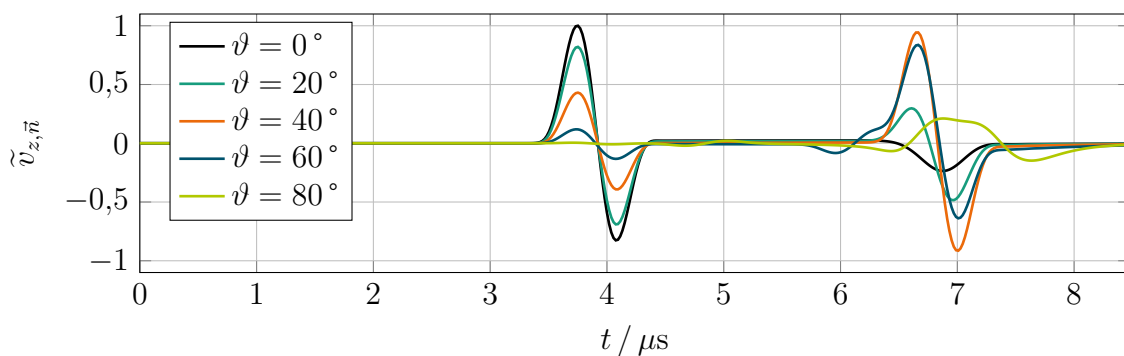


Bild 4.23: Zeitsignale  $v_{z,\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $y$ -Richtung (passive Apertur)

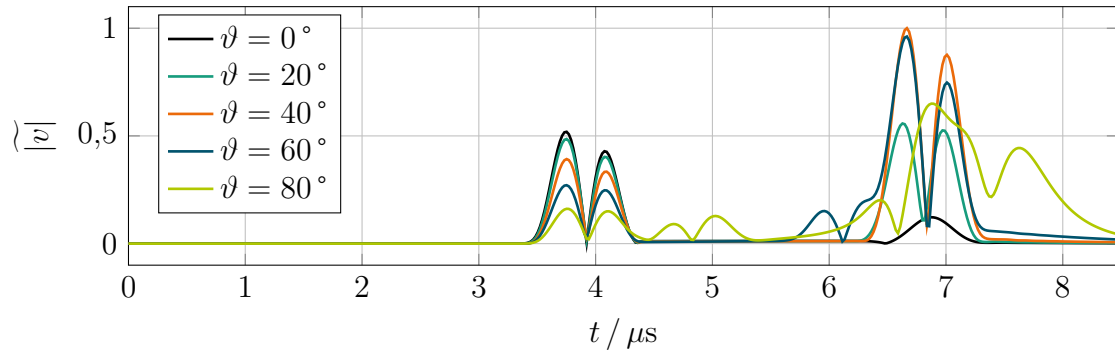


Bild 4.24: Zeitsignale  $|v|(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $y$ -Richtung (passive Apertur)

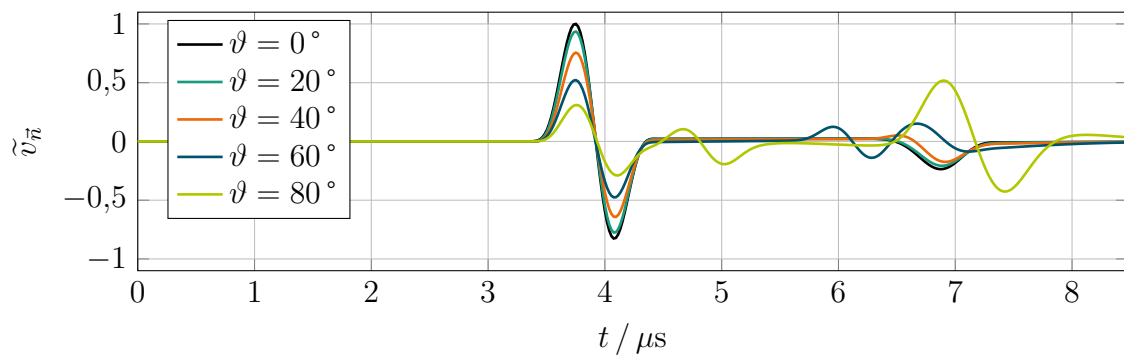


Bild 4.25: Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $y$ -Richtung (passive Apertur)

### 4.3.4 Aperturmodellierung mit Flächenquelle

Als letzte Modellierungsart wird die gesamte Aperturfläche  $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}}$  mit Punktquellen belegt. Die daraus resultierenden Schallwellenfelder entsprechen den realistischen Gegebenheiten in einem hohen Maß.

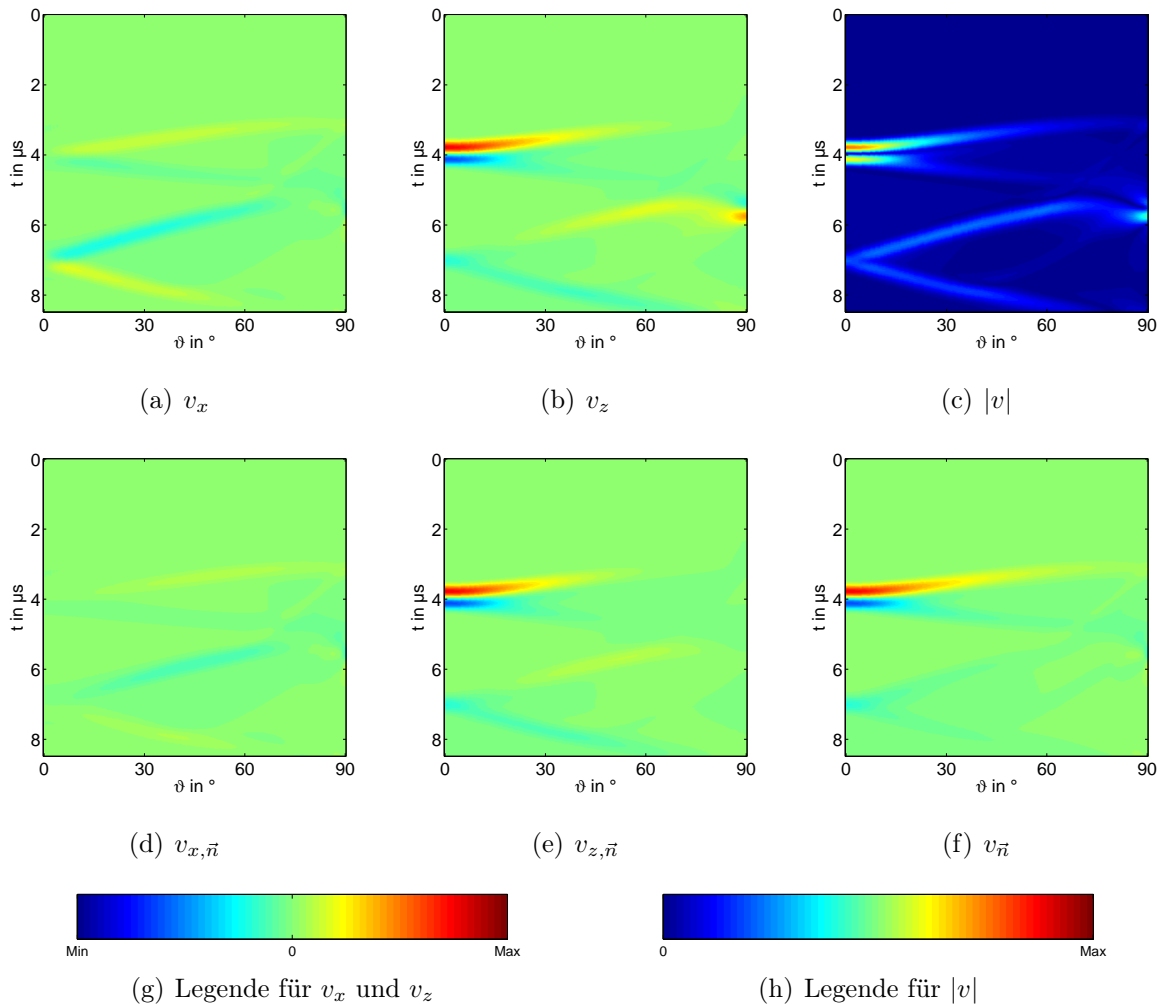


Bild 4.26: Schallschnelle  $\vec{v} = f(t, \vartheta)$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20 \text{ mm}$  und  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  ausgehend von einer Flächenquelle mit  $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}} = 10 \times 10 \text{ mm}^2$

Das Bild 4.26 zeigt die Simulationsergebnisse einer Flächenquelle mit den Abmaßen  $l_{\text{pas}} \times l_{\text{akt}}$ . Auffallend ist die Ähnlichkeit zu den Ergebnissen der Linienquellenmodellierung in  $x$ -Richtung. Die Ausdehnung entlang der  $x$ -Achse bewirkt, dass die verschiedenen Ereignisse, wie z. B.  $t_L^+$ , schon bei geringen Winkeln deutlich früher am Fokuspunkt  $F$  eintreffen als im vertikalen Fall mit  $\vartheta = 0^\circ$ . Beide Wellenfronten (longitudinal und transversal) verändern auch hier deutlich ihre Form schon ab Winkeln von  $\vartheta > 20^\circ$ . Die Kopf- und RAYLEIGH-Welle werden durch die auftretenden Interferenzen stark abgeschwächt und verschwinden nahezu vollständig in Normalenrichtung.

Ausgesuchte Zeitreihen der Schallschnelle  $\vec{v}(t)$  und ihren Komponenten werden in den Bildern 4.27 bis 4.32 gezeigt. Wie bei der Linienquelle in  $x$ -Richtung sticht hier die zeitliche

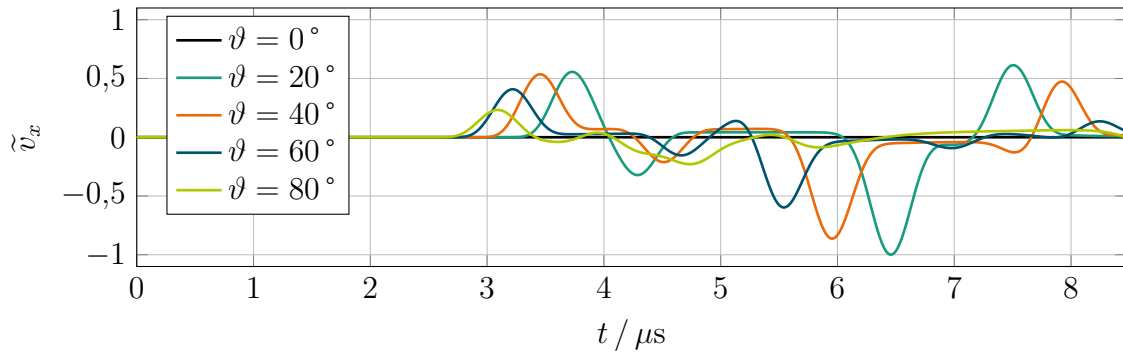


Bild 4.27: Zeitsignale  $v_x(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  ausgehend von einer Aperturmodellierung durch eine Fläche

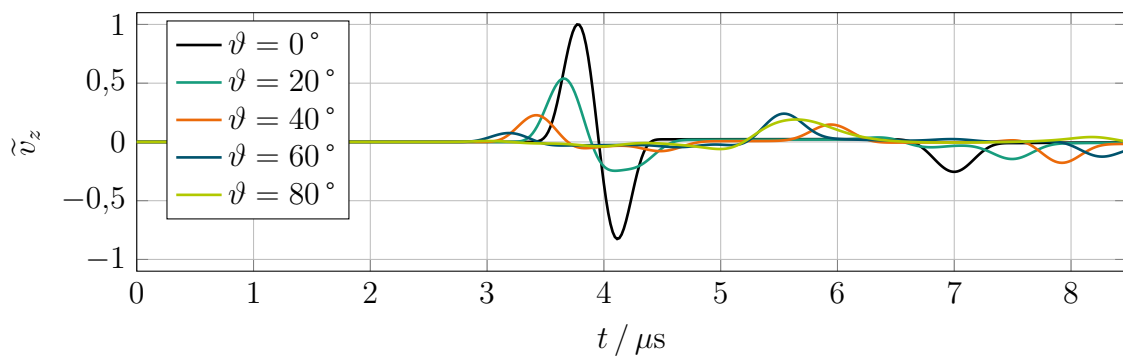


Bild 4.28: Zeitsignale  $v_z(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Fläche

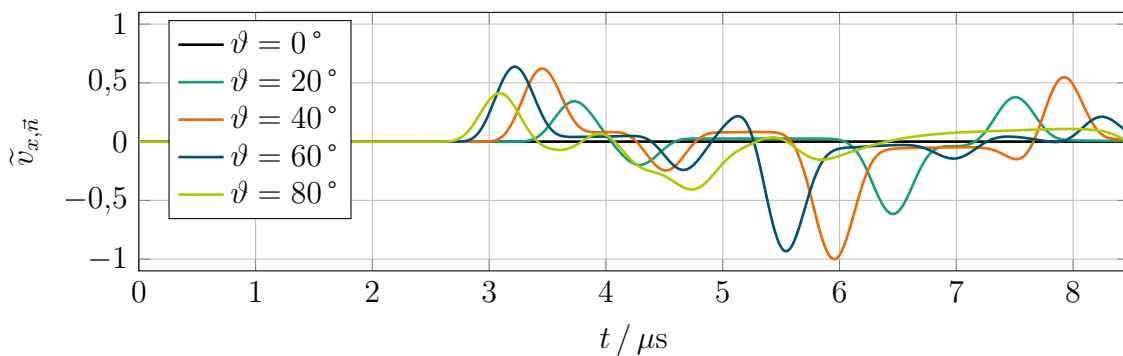


Bild 4.29: Zeitsignale  $v_{x, \vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Fläche

Verschiebung der positiven Longitudinalhalbwellen  $t_L^+$  und der negativen Longitudinalhalbwellen  $t_L^-$  um bis zu  $\Delta t \approx 0,8 \mu\text{s}$  hervor. Zusätzlich verbreitern sich die Halbwellen der Longitudinalwelle mit zunehmendem Winkel, was auf eine Spektralverschiebung zu niedrigen Frequenzen hindeutet.

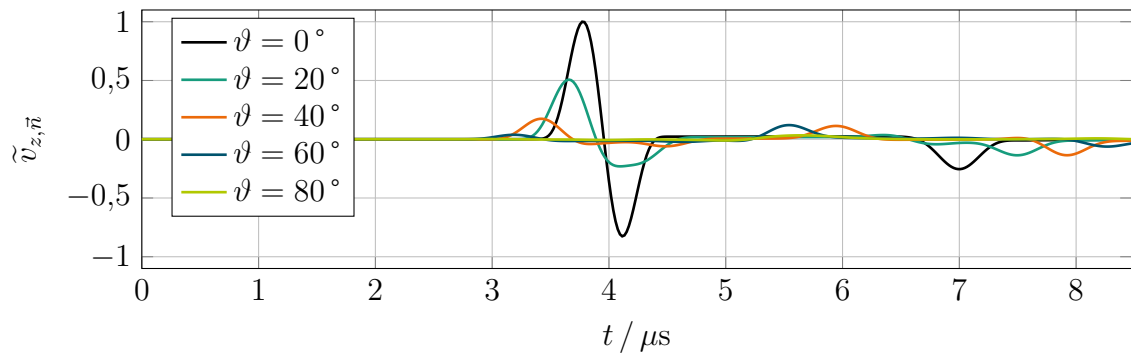


Bild 4.30: Zeitsignale  $v_{z, \vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Fläche

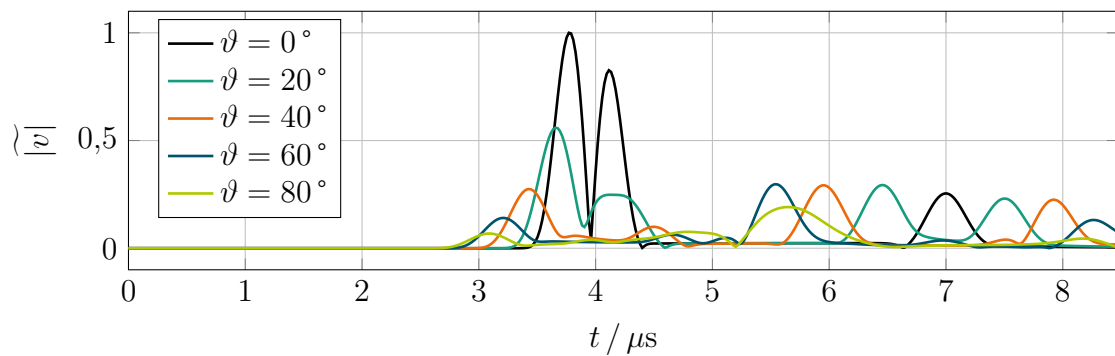


Bild 4.31: Zeitsignale  $|v|(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Fläche

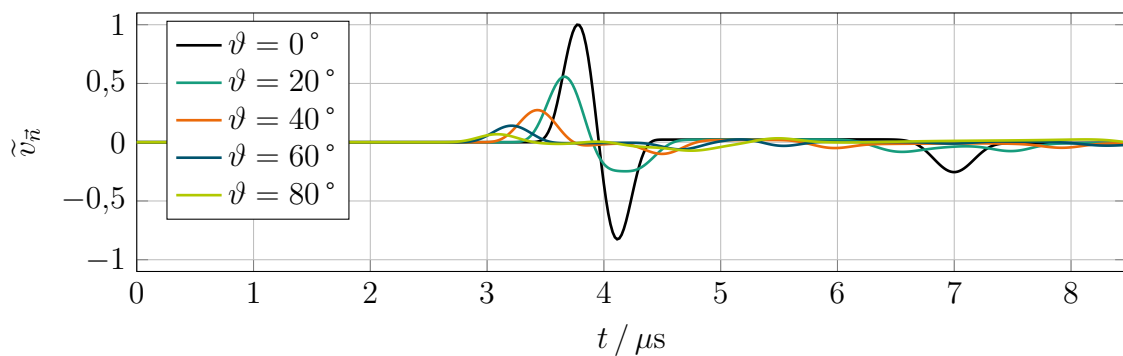


Bild 4.32: Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Fläche

## 4.4 Einfluss der Apertur auf das Wellenfeld im Frequenzbereich

Zusätzlich zur Analyse im Zeitbereich werden die vier vorgestellten Modellierungsarten im Frequenzbereich untersucht. Dazu wird aus den Zeitsignalen der kartesischen Einzelkomponenten  $v_x$  und  $v_z$ , deren Projektion in Normalenrichtung  $v_{x, \vec{n}}$  und  $v_{z, \vec{n}}$  sowie der Schall-



schnellenanteil  $v_{\vec{n}}$ , der direkt in die Richtung des anvisierten Fokuspunktes  $F$  wirkt<sup>1</sup>, der Teil der Longitudinalwelle gefenstert und einer Fourier-Transformation unterzogen. Die sogenannten Frequenz-Winkel-Karten ermöglichen eine übersichtliche Darstellung und einen qualitativen Vergleich der auftretenden Frequenzen. Außerdem werden die Spektren  $\mathcal{F}\{v_{\vec{n}}\}$  für die gleichen ausgewählten Winkel wie im vorigen Abschnitt zum direkten Vergleich gegenübergestellt.

#### 4.4.1 Aperturmodellierung mit zentrierter Punktquelle

Bei der Aperturmodellierung durch eine einzige zentrierte Punktquelle liegt der Fall der geometrischen Akustik vor, da die geometrische Ausdehnung der Apertur nicht weiter beachtet wird.

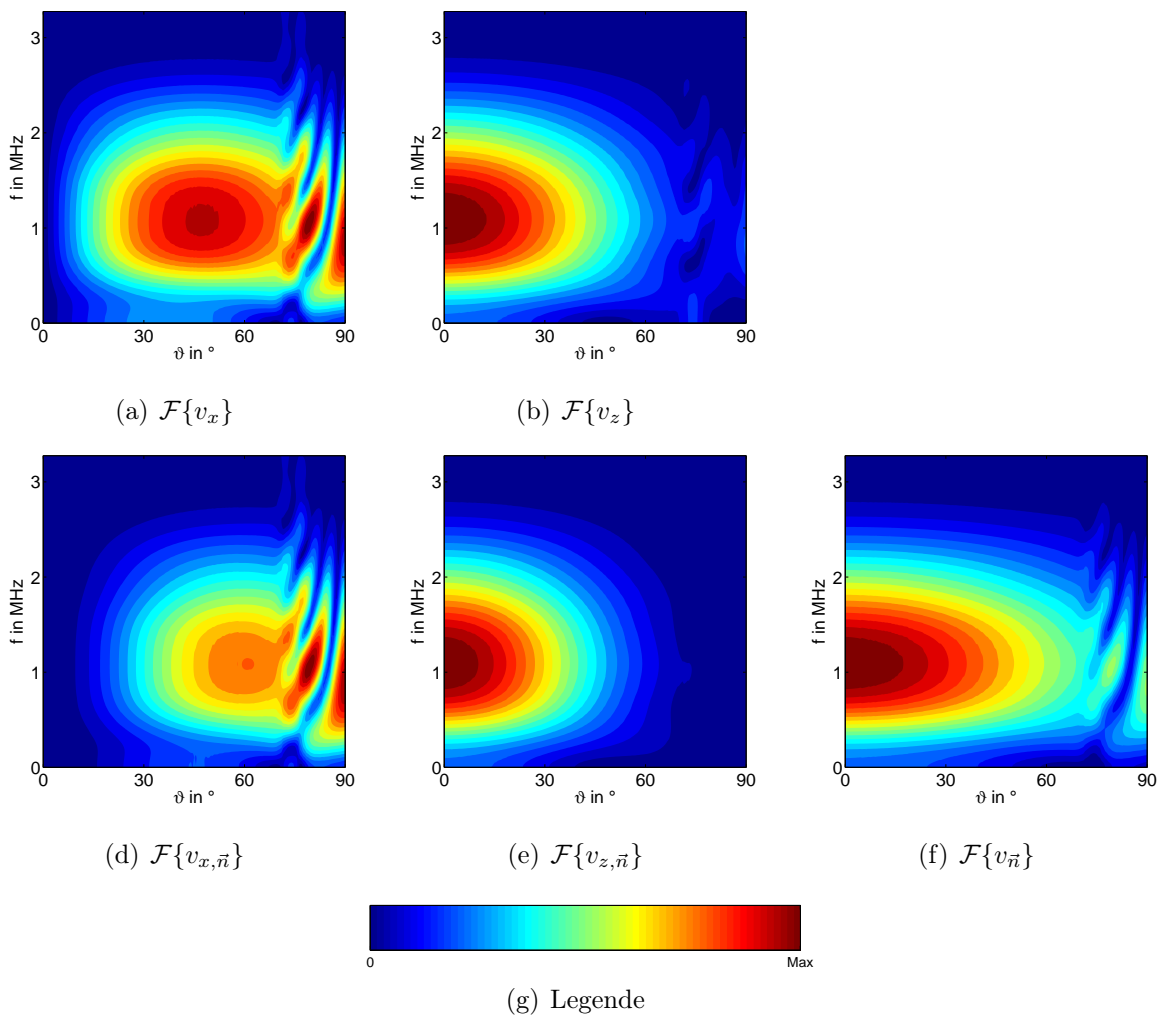


Bild 4.33: Spektren der Schallschnelle  $\tilde{\mathcal{F}}\{\vec{v}(t,\vartheta)\}$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  ausgehend von einer Punktquelle

<sup>1</sup>Auf die weitere Analyse des Betrags der Schallschnelle  $|v|(t)$  wird hier verzichtet, weil es aufgrund der konstruierten Signalform im Zeitbereich zu stark entarteten Spektren kommt, die für die hier geführte Diskussion keinen relevanten Informationsgehalt haben.

In Bild 4.33 sind die Frequenz-Winkel-Karten der verschiedenen Schnellekomponenten dargestellt. Ab einem Winkel  $\vartheta > 70^\circ$  kommt es durch den Einfluss der Kopf- und Oberflächenwelle zu starken Entartungen der Spektren.

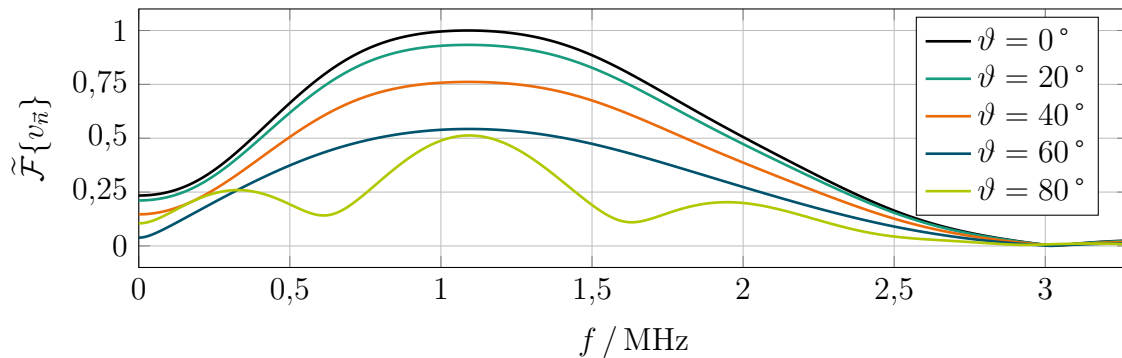


Bild 4.34: Spektren  $\tilde{\mathcal{F}}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch einen Punkt

Das Bild 4.34 zeigt die normierten Spektren der in Normalenrichtung wirksamen Schallschnelle  $\tilde{\mathcal{F}}\{v_{\vec{n}}\}$ . Die Erkenntnisse, die im Zeitbereich gewonnen wurden, werden damit im Frequenzbereich bestätigt. Mit steigendem Winkel  $\vartheta$  nimmt die Amplitude der Longitudinalwelle ab. Bis auf den Winkelbereich, in dem die Kopf- und Oberflächenwelle wirksam ist ( $\vartheta = 70 \dots 90^\circ$ ), verändert sich die Charakteristik der Spektren kaum.

### 4.4.2 Aperturmodellierung mit Linienquelle – aktive Apertur

Durch die Aneinanderreihung von mehreren Punktquellen in  $x$ -Richtung wird die Apertur als Linienquelle modelliert. Die Länge der Linienquelle entspricht dabei der aktiven Aperturlänge  $l_{\text{akt}}$ . Die passive Aperturlänge  $l_{\text{pas}}$  wird hingegen vernachlässigt.

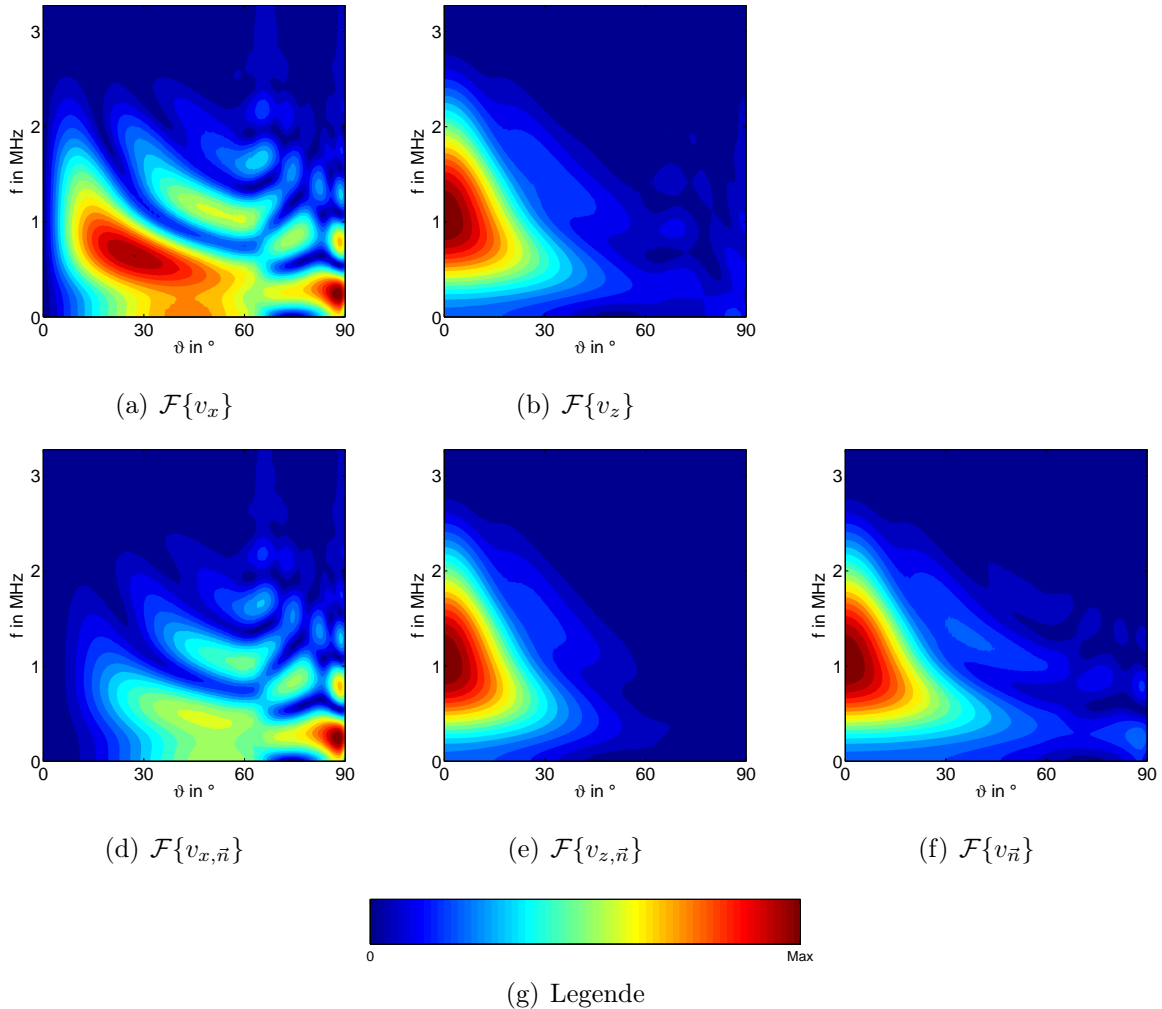


Bild 4.35: Spektren der Schallschnelle  $\mathcal{F}\{\vec{v}\}$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  ausgehend von einer Linienquelle in  $x$ -Richtung mit  $l_{\text{akt}} = 10$  mm (aktive Apertur)

Im Bild 4.35 sind die Frequenz-Winkel-Karten der Schallschnelle sowie ihrer Komponenten gegenübergestellt. Die Spektren der  $x$ -Komponente der Schallschnelle in Bild 4.35(a) ( $v_x$ ) und in Bild 4.35(d) ( $v_{x,\vec{n}}$ ) weisen gegenüber den anderen Darstellungen eine starke Abweichung auf. Die Überlagerung von stark verzögerten Signalanteilen, die bereits im Zeitsignal (siehe Bild 4.12) erkennbar ist, wirkt sich auch im Frequenzbereich aus. Die Spektren der  $z$ -Komponente hingegen (Bilder 4.35(b) und 4.35(e)) behalten zumindest im unteren Winkelbereich mit  $\vartheta = 0 \dots 30^\circ$  ihre Charakteristik bei, werden aber bei größeren Winkeln auffallend stark gedämpft.

Die Spektren der in Normalenrichtung wirksamen Anteile der Schallschnelle  $v_{\vec{n}}$  (Bild 4.36)

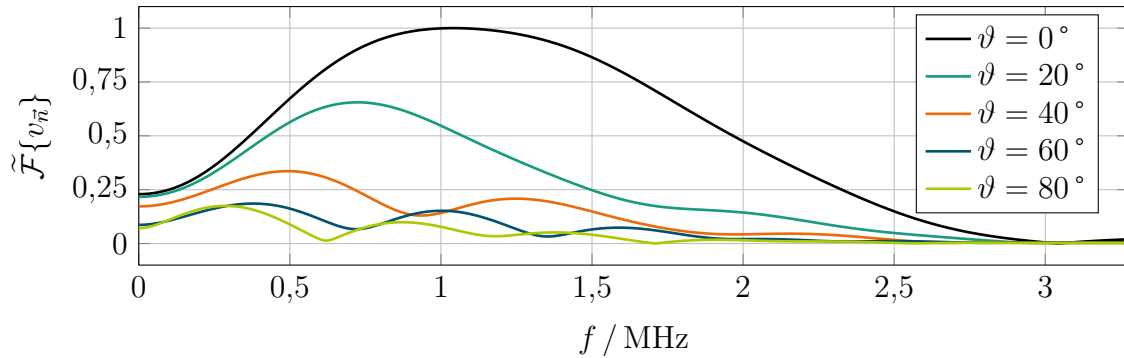


Bild 4.36: Spektren  $\tilde{\mathcal{F}}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung (aktive Apertur)

folgen im Wesentlichen denen der  $z$ -Komponente. Die bereits bei der Analyse im Zeitbereich angesprochene Verschiebung hin zu niedrigeren Frequenzen zeigt sich hier deutlich in der Verschiebung der Kurvenmaxima.

#### 4.4.3 Aperturmodellierung mit Linienquelle – passive Apertur

Durch die lineare Anordnung mehrerer Punktquellen in  $y$ -Richtung mit  $x = z = 0$  kann der Einfluss der passiven Apertur  $l_{\text{pas}}$  untersucht werden. Wie bei der Modellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung bleibt die verbleibende Aperturausdehnung  $l_{\text{akt}}$  unberücksichtigt.

Die Frequenz-Winkel-Karten in Bild 4.37 gleichen denen der Punktquelle (Bild 4.33). Das Maximum der  $x$ -Komponente der Schallschnelle  $v_x$  tritt bei  $\vartheta \approx 50^\circ$  auf, während das Maximum der  $z$ -Komponente der Schallschnelle  $v_z$  erwartungsgemäß bei  $\vartheta = 0^\circ$  zu finden ist.

Der direkte Vergleich der in Normalenrichtung projizierten Schnelleanteile  $v_{\vec{n}}$  zeigt, dass ausgehend vom Maximum bei  $\vartheta = 0^\circ$  die Amplitude zu größeren Winkeln hin abnimmt, die Frequenzverteilung im Signal jedoch keine wesentliche Veränderungen aufzeigt.

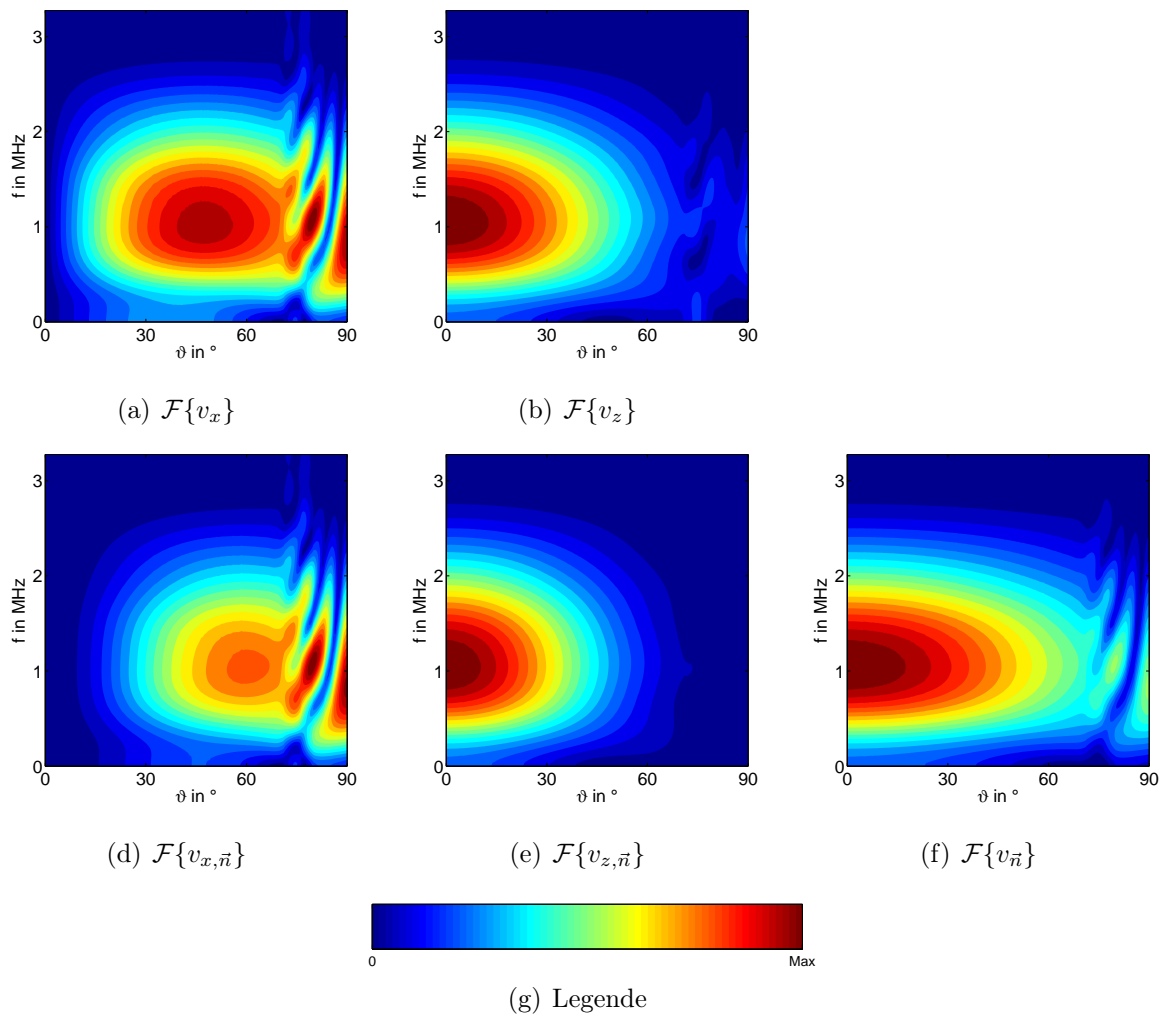


Bild 4.37: Spektren der Schallschnelle  $\mathcal{F}\{\vec{v}\}$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20\text{ mm}$  und  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  ausgehend von einer Linienquelle in  $y$ -Richtung mit  $l_{\text{pas}} = 10\text{ mm}$  (passive Apertur)

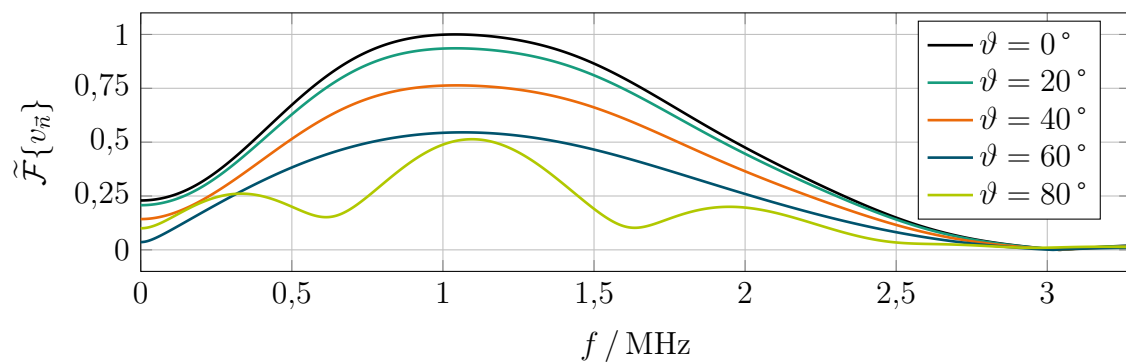


Bild 4.38: Spektren  $\tilde{\mathcal{F}}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $y$ -Richtung (passive Apertur)

#### 4.4.4 Aperturmodellierung mit Flächenquelle

Durch die Belegung der gesamten Aperturfläche  $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}}$  mit Punktquellen kann die Ausbreitung von Schallwellen realitätsgetreu simuliert werden.

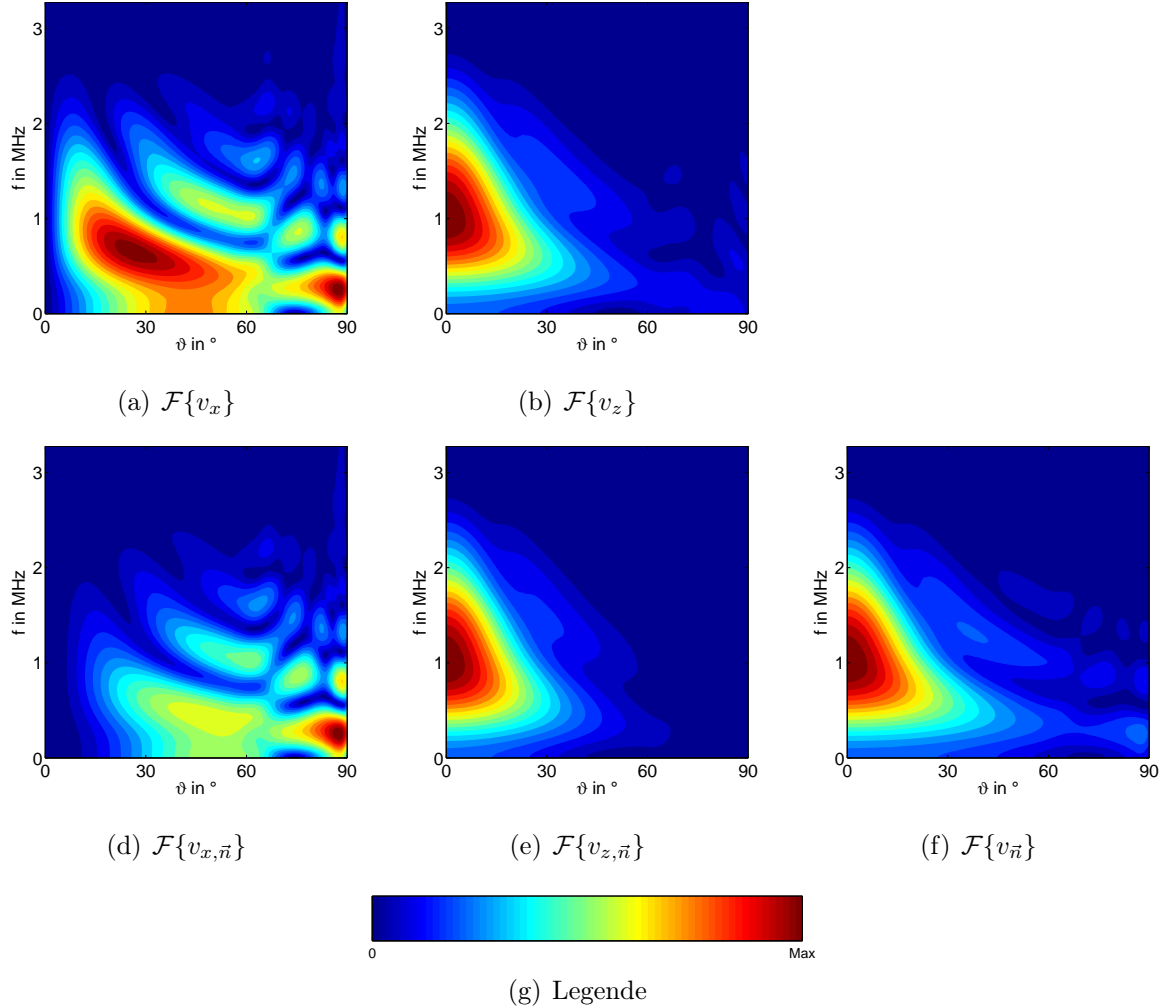


Bild 4.39: Spektren der Schallschnelle  $\mathcal{F}\{\vec{v}\}$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20 \text{ mm}$  und  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  ausgehend von einer Flächenquelle mit  $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}} = 10 \times 10 \text{ mm}^2$

Die Frequenz-Winkel-Karten in Bild 4.39 geben die ähnlichen Verhältnisse wieder wie sie durch die Simulation der aktiven Apertur (Bild 4.35) geliefert wurden. Sowohl die dominierenden Schallschnelleanteile in  $z$ -Richtung (Bild 4.39(b)) als auch die resultierende Schallschnelle in Normalenrichtung  $v_{\vec{n}}$  (Bild 4.39(f)) zeigen mit wachsendem Winkel  $\vartheta$  eine Verschiebung der Spektren zu niedrigeren Frequenzen.

Das gleiche Frequenzverhalten wie bei der Linienquelle in  $x$ -Richtung (Bild 4.36) zeigt die Flächenquelle in Bild 4.40. Die Schallschnelle in Normalenrichtung erfährt eine erhebliche Dämpfung und gleichzeitig eine Verschiebung hin zu niedrigen Frequenzen. Die Schallwellen, die von den Aperturbereichen mit großem Abstand zur  $y$ -Achse ausgehen (siehe oben: Linienquelle in  $x$ -Richtung), bewirken, dass die Spektren schon ab niedrigen Winkeln mit  $\vartheta > 30^\circ$  ihre ursprüngliche Charakteristik verändern.

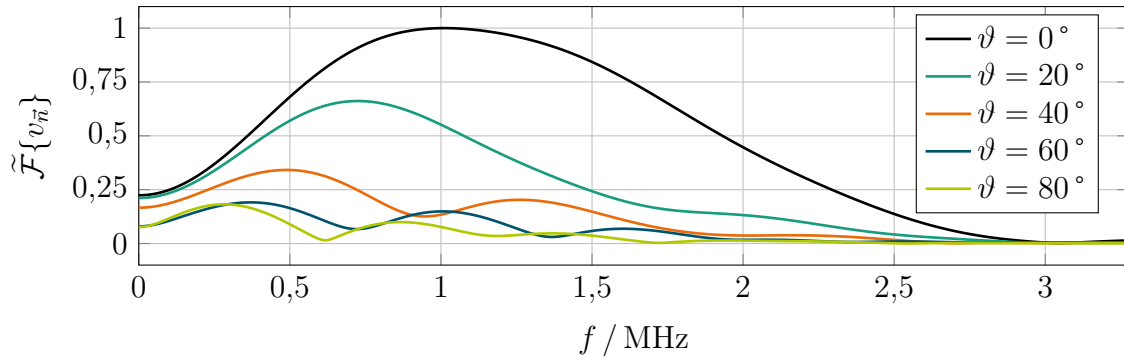


Bild 4.40: Spektren  $\tilde{\mathcal{F}}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  bei unterschiedlichen Winkeln  $\vartheta$  basierend auf einer Aperturmodellierung durch eine Flächenquelle

## 4.5 Zusammenfassung der Aperturmodellierungsarten

In den vorangegangenen beiden Abschnitten 4.3 und 4.4 wurden vier verschiedene Methoden der Aperturmodellierung realisiert und die Ergebnisse der Schallfeldberechnung sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich diskutiert.

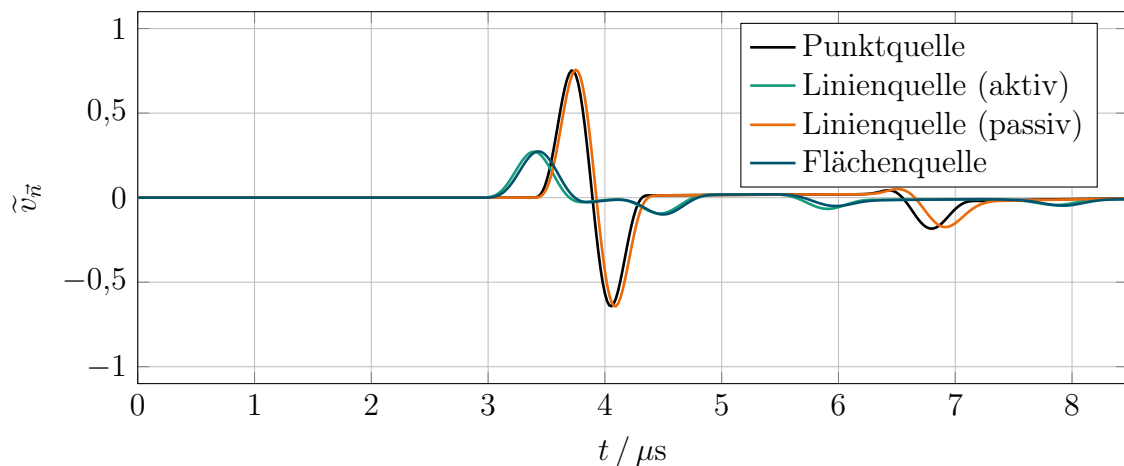


Bild 4.41: Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$  ausgehend von unterschiedlichen Aperturgeometrien

In Bild 4.41 sind beispielhaft vier Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  im gleichen Fokuspunkt  $F$  dargestellt, die auf den vier vorgestellten Aperturmodellierungen basieren. Sie verdeutlichen den Einfluss der Aperturmodellierung auf die Form des Zeitsignals - genauer: auf den Zeitpunkt des Maximums der Longitudinalwelle  $t_L^+$ . Auch wenn hier der Winkel  $\vartheta$  auf einen bestimmten Wert festgelegt wurde, können die folgenden Aussagen auf den gesamten Halbraum unter Beachtung der RAYLEIGH-Welle verallgemeinert werden.

Jeweils zwei Kurven zeigen ein ähnliches Verhalten: Die der Punktquelle und die der Linienquelle in  $y$ -Richtung mit einem deutlich späteren Zeitpunkt  $t_L^+$  als das Kurvenpaar der Linienquelle in  $x$ -Richtung und der Flächenquelle. Die Vergrößerung der Apertur in  $x$ -Richtung erzielt dabei einen größeren Einfluss auf  $t_L^+$ , als die Vergrößerung der Apertur in  $y$ -Richtung. Außerdem ist zu beachten, dass sich die Impulsform sowohl bei der

Flächenquelle, als auch bei der Linienquelle in  $x$ -Richtung signifikant verbreitert, was die Verschiebung des Frequenzspektrums hin zu niedrigeren Frequenzen belegt.

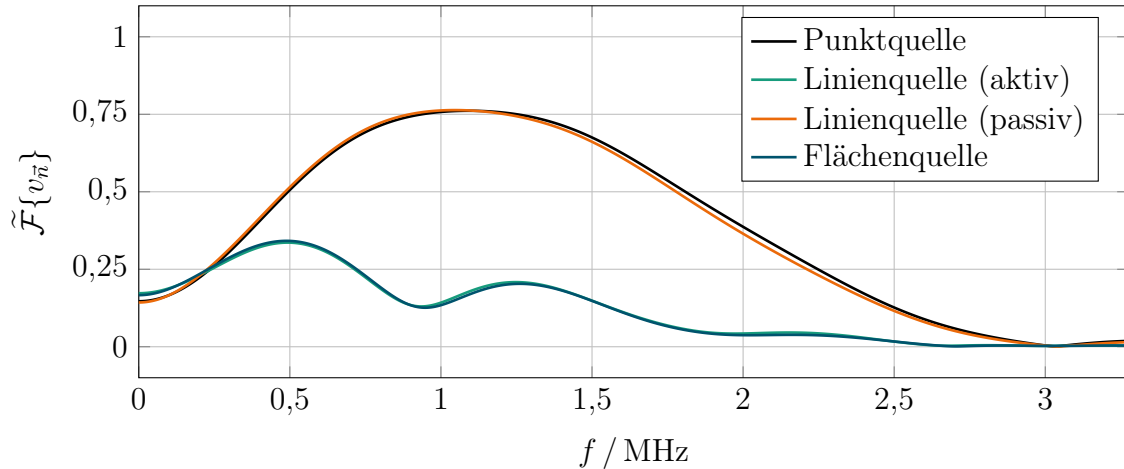


Bild 4.42: Spektren  $\tilde{\mathcal{F}}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$  ausgehend von unterschiedlichen Aperturgeometrien

Die Spektren in Bild 4.42 entsprechen den transformierten Zeitsignalen aus Bild 4.41. Für den Fokuspunkt  $F$  bei  $\vartheta = 40^\circ$  und  $f = 20$  mm ist eine deutliche Verminderung der dominanten Frequenzen erkennbar. Während das Maximum des Spektrums der Punktquelle und der Linienquelle in  $y$ -Richtung bei  $f_L^+ \approx 1,1$  MHz ist, liegt es bei der Linienquelle in  $x$ -Richtung und der Flächenquelle bei  $f_L^+ \approx 0,5$  MHz. Darüber hinaus verändert sich die charakteristische Form des Spektrums mit den Quellenanteilen in  $x$ -Richtung (aktive Apertur und Flächenquelle).

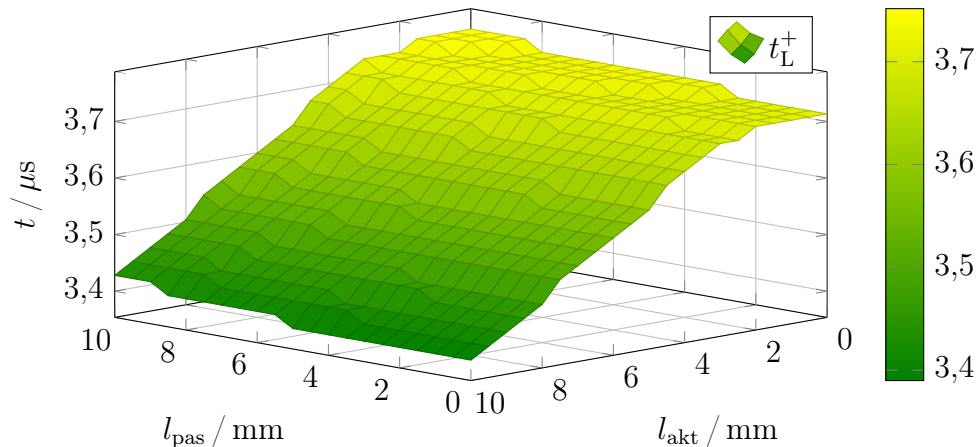


Bild 4.43: Auswertung der Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$  in Abhängigkeit der Aperturmaße  $l_{\text{akt}}$  und  $l_{\text{pas}}$ :  $t_L^+ = f(l_{\text{akt}}, l_{\text{pas}})$

Eine Übersicht über die Auswirkung der Aperturgeometrie auf das Zeitsignal gibt das Bild 4.43. Darin sind für die Kombinationen im Bereich  $l_{\text{akt}} = 0 \dots 10$  mm und  $l_{\text{pas}} = 0 \dots 10$  mm der Zeitpunkt der positiven Halbwelle der Longitudinalwelle  $t_L^+$  aufgetragen. In dieser Darstellung repräsentieren die Eckpunkte der Hyperebene die oben diskutierten Fälle der Punkt-, Linien- und Flächenquelle.



Wie bereits oben diskutiert wurde, kann hier nochmals der geringere Einfluss der passiven Apertur  $l_{\text{pas}}$  gegenüber dem starken gegenläufigen Einfluss der aktiven Apertur  $l_{\text{akt}}$  nachvollzogen werden.

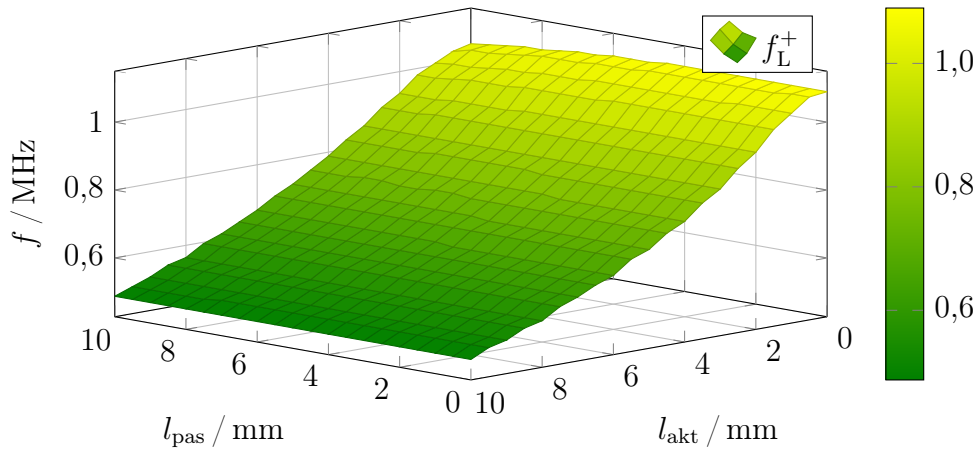


Bild 4.44: Auswertung der Spektren  $\tilde{\mathcal{F}}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$  in Abhängigkeit der Aperturmaße  $l_{\text{akt}}$  und  $l_{\text{pas}}$ :  $f_{\text{L}}^+ = f(l_{\text{akt}}, l_{\text{pas}})$

In Bild 4.44 ist die Frequenz mit der größten Amplitude im Frequenzspektrum der Longitudinalwelle in Abhängigkeit der Aperturgröße  $f_{\text{L}}^+ = f(l_{\text{akt}}, l_{\text{pas}})$  zu sehen. Das globale Maximum von  $f_{\text{L,max}}^+$  wird durch die Modellierung mittels einer Punktquelle erreicht ( $l_{\text{akt}} = l_{\text{pas}} = 0$ ). Jede Vergrößerung der Apertur führt durch die Überlagerung der benachbarten Punktquellenanteile zu einer Verringerung dieses Wertes, also zu einer Verschiebung des Spektrums zu niedrigeren Frequenzen. Wie bei der Untersuchung im Zeitbereich ist hierbei der Einfluss der aktiven Apertur größer als der Einfluss der passiven Apertur.

Mit den unterschiedlichen Aperturmodellierungen kann somit gezeigt werden, dass sich die Berechnung des Wellenfeldes, basierend auf der flächigen Modellierung der Apertur, von der Modellierung mittels Punktquelle unterscheidet. Besonders die Unterschiede im Zeitbereich verdeutlichen die Effekte, die bei einer optimalen Focal Law-Berechnung für die Phased Array-Ansteuerung berücksichtigt werden sollten.

Zusammenfassend können die Effekte, die aus der Analyse im Zeit- und Frequenzbereich mit unterschiedlichen Aperturgeometrien festgestellt werden konnten, folgendermaßen formuliert werden:

Die Vergrößerung der aktiven Aperturlänge  $l_{\text{akt}}$  führt dazu, dass

1. sich die Impulse im Zeitbereich verbreitern,
2. die verschiedenen Ereignisse (wie z. B.  $t_{\text{L}}^+$ ) früher im Fokuspunkt eintreten und
3. sich die Frequenzspektren hin zu niedrigen Frequenzen verschieben.

Die Vergrößerung der passiven Aperturlänge  $l_{\text{pas}}$  führt dazu, dass

1. die verschiedenen Ereignisse (wie z. B.  $t_{\text{L}}^+$ ) später im Fokuspunkt eintreten und
2. sich die Frequenzspektren kaum verändern, tendenziell sich aber auch zu niedrigen Frequenzen verschieben.

Die quantitative Auswertung der Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$ , die von einer Flächenquelle ausgehen (siehe Bild 4.32), und der dazugehörigen Spektren (siehe Bild 4.40) führt zu den Werten in Tabelle 4.1.

Tabelle 4.1: Quantitativer Vergleich der Maximalamplituden  $v_{\vec{n}}(t_L^+)$  und dem Maximum der Spektren  $\tilde{\mathcal{F}}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  in Abhängigkeit des Winkels  $\vartheta$

Winkel $\vartheta$ in $^\circ$	Amplitude in %	Amplitudenreduzierung in dB	Maximum des Spektrums in MHz
0	100	0	1,01
10	81,93	1,73	0,90
20	55,80	5,07	0,72
30	38,41	8,31	0,59
40	27,35	11,26	0,49
50	19,71	14,11	0,40
60	14,04	17,05	0,37
70	9,83	20,15	0,29
80	6,80	23,34	0,28

Es zeigt sich ein rapider Abfall der Amplitude mit wachsendem Winkel. Im Vergleich zu  $\vartheta = 0^\circ$  wird bereits bei  $\vartheta = 20^\circ$  die Amplitude um  $\approx 5$  dB auf ca. 55 % reduziert. Hinzu kommt, dass das Maximum des Spektrums bei diesem Winkel schon auf ca. 700 kHz sinkt.

Dieser Vergleich verdeutlicht die Notwendigkeit der wellenphysikalischen Simulation mittels flächig modellierter Apertur. Nur somit ist die Bestimmung der Amplitudenreduzierung und der Frequenzverschiebung in den Beiträgen der Einzelelemente zum Gesamtsignal zu berücksichtigen.

# 5 Focal Laws

Beim Einsatz von Ultraschall-Gruppenstrahlern, den sogenannten Phased Arrays, kann jedes Einzelement  $n$  zu einem individuellen Zeitpunkt  $t_n$  angesteuert werden. Das Ziel dieser Ansteuerung ist die konstruktive Überlagerung der Einzelwellen zu einer Wellenfront oder zu einem Fokuspunkt. Die Ansteuerungszeitpunkte  $t_1, \dots, t_N$  der Einzelemente zusammen bilden das sogenannte Focal Law.

In Abschnitt 1.1 wurden bereits die verschiedenen Ansteuerungsmöglichkeiten von linearen Phased Arrays nach dem aktuellen Entwicklungsstand vorgestellt. In diesem Kapitel wird die Methodik der einzelnen Ansteuerungsarten vorgestellt. Im Anschluss daran erfolgt der Vergleich zwischen der Focal Law-Berechnung mit geometrischer Akustik und der Focal Law-Berechnung mit wellenphysikalischer Simulation.

## 5.1 Ansteuerungsarten

In Abschnitt 1.1 wurden bereits die verschiedenen Ansteuerungsmodi von Phased Arrays genannt. Die konkrete Methodik, die sich hinter den Ansteuerungsarten aus Bild 1.8 verbirgt, wird folgend detailliert beschrieben:

**Segmentweise Ansteuerung:**  $k$  Einzelschwinger werden zu  $n$  Untergruppen  $G_n$  zusammengefasst, die nacheinander angesteuert werden. Ein vollständiger Messzyklus umfasst alle Einzelmessungen der Untergruppen  $G_n$  zum jeweiligen Zeitpunkt  $t_n$ . Diese Ansteuerungsart kann gleitend nach (5.1) oder blockweise nach (5.2) realisiert werden.

$$t_n = \text{konst.} : G_n = \{E_n, \dots, E_{n+k-1}\} \quad \text{mit} \quad n = 1, \dots, N - k + 1 \quad (5.1)$$

$$t_n = \text{konst.} : G_n = \{E_{(n-1)k+1}, \dots, E_{nk}\} \quad \text{mit} \quad n = 1, \dots, N/k \quad (5.2)$$

Die Variante nach (5.2) ist jedoch nur sinnvoll, wenn  $N$  ein ganzzahliges Vielfaches von  $k$  ist.

In diesem Arbeitsmodus erfolgt keine direkte Wellenfrontformung, sondern lediglich eine Unterteilung der Gesamtapertur des Arrays in  $k$  Abschnitte. Mit dieser separaten Ansteuerung wird eine scannende Messung realisiert, ohne dass der Phased Array-Prüfkopf mechanisch bewegt werden muss.

**Schwenken:** Ist das Ziel eine zur Apertur um den Winkel  $\vartheta$  geschwenkte Wellenfront, müssen die Einzelemente des Phased Array äquidistant nacheinander versetzt angesteuert werden. In [43] und [39] wird das Schwenken der Wellenfront in Abhängigkeit des Elementabstands  $p$ , der Schallgeschwindigkeit  $c$  und dem entsprechenden

Schwenkwinkel  $\vartheta$  durch (5.3) beschrieben.

$$t_n = n \frac{p}{c} \sin \vartheta + t_0 \quad \text{mit } n = 1, \dots, N \quad (5.3)$$

Daraus folgt die zeitlich äquidistante Ansteuerung aller direkt benachbarten Einzel-elemente:

$$t_{n+1} = t_n + \Delta t \quad \text{mit } n = 1, \dots, N-1 \quad \text{und } \Delta t = \text{konst.} \quad (5.4)$$

Soll sich die ausgehende Schallfront parallel zur Apertur ( $\vartheta = 0^\circ$ ) ausbreiten, folgt daraus für alle  $t_n = \text{konst.}$  bzw.  $\Delta t = 0$  und somit der oben beschriebene Fall einer synchronen Ansteuerung.

Der zeitliche Offset  $t_0$  dient lediglich der Unterdrückung negativer Zeiten.  $t_0$  wird stets so gewählt, dass die kleinste Verzögerungszeit (je nach Vorzeichen des Schwenkwinkels  $\vartheta$  entweder  $t_1$  oder  $t_N$ ) gleich Null ist.

**Fokussieren:** Die Fokussierung der Wellenfront auf einen Punkt  $F$  mit dem Abstand  $f$  und mit einem Winkel  $\vartheta = 0$  zum Prüfkopfmittelpunkt wird mit (5.5) nach [43] realisiert. Wie beim Schwenken wird auch hier mit einem zeitlichen Offset  $t_0$  gerechnet, um negative Zeiten zu vermeiden.

$$t_n = \frac{F}{c} \left[ 1 - \sqrt{1 + \left( \frac{np}{f} \right)^2} \right] + t_0 \quad (5.5)$$

**Schwenken und Fokussieren:** Das Schwenken und Fokussieren der Wellenfront fasst [43] mit (5.6) zusammen.

$$t_n = \frac{f}{c} \left[ 1 - \sqrt{1 + \left( \frac{np}{f} \right)^2 - 2 \frac{np}{f} \sin \vartheta} \right] + t_0 \quad (5.6)$$

Der Vergleich mit (5.3) und (5.5) macht deutlich, dass hierbei die beiden Arbeitsweisen des Schwenkens und Fokussierens kombiniert werden.

Die Verallgemeinerung (5.7) aus [3] gilt für beliebig viele Elemente sowie für positive und negative Schwenkwinkel  $\vartheta$ . Außerdem wird die Offset-Zeit  $t_0$  aus (5.6) implizit berücksichtigt.

$$t_n = \frac{f}{c} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\bar{N}p}{f} \right)^2 + \frac{2\bar{N}p}{f} \sin \vartheta} - \sqrt{1 + \left( \frac{(n - \bar{N})p}{f} \right)^2 - \frac{2(n - \bar{N})p}{f} \sin \vartheta} \right] \quad (5.7)$$

Darin bedeutet  $\bar{N} = \frac{N-1}{2}$ . Für alle nach (5.7) berechneten Verzögerungszeiten gilt  $t_n \geq 0$  s, so dass keine Offset-Zeit  $t_0$  notwendig ist.

Das vorige Kapitel widmete sich der Untersuchung des Einflusses der Aperturmodellierung auf das Wellenfeld eines Einzelelementes. Inwieweit sich nun die vier verschiedenen Aperturmodellierungsarten

- zentrierte Punktquelle,
- Linienquelle - aktive Apertur,
- Linienquelle - passive Apertur und
- Flächenquelle

im Vergleich zur rein geometrischen Akustik bei der Focal Law-Berechnung unterscheiden, ist Gegenstand dieses Kapitels.

Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit wurde bei den folgenden Focal Law-Berechnungen jeweils die geometrische Konfiguration aus Tabelle 5.1 genutzt. Dabei handelt es sich um ein lineares Phased Array mit acht Elementen und fünf Fokuspunkte auf der  $xz$ -Ebene.

Tabelle 5.1: Konfiguration für Focal Law-Berechnungen

Kategorie	Bezeichnung	Parameter	Wert	Einheit
Phased Array	Elementanzahl	$n$	8	
	Elementbreite	$e$	3,96	mm
	Elementlänge	$l_{\text{pas}}$	20	mm
	Elementlücke	$g$	0,04	mm
	Elementabstand	$p$	4	mm
Fokuspunkte	Fokuslänge	$f$	20	mm
	Schwenkwinkel	$\vartheta$	$0, 20, \dots, 80$	$^\circ$

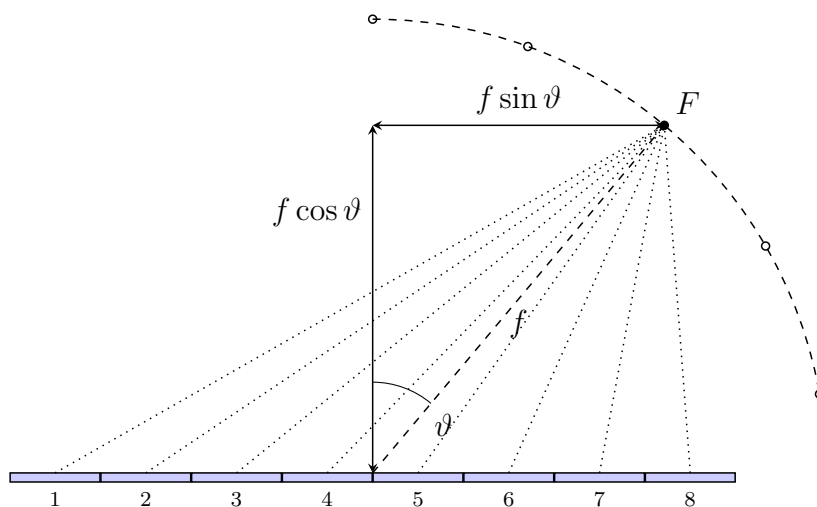


Bild 5.1: Prinzip der geometrischen Akustik zur Berechnung der Focal Laws (maßstabsgerechte Darstellung der Konfiguration aus Tabelle 5.1 mit  $\vartheta = 40^\circ$ )

In Bild 5.1 ist die, in Tabelle 5.1 beschriebene Konfiguration, skizziert. Die Focal Laws werden in den folgenden Abschnitten für die fünf Fokuspunkte mit dem Abstand  $f$  vom Mittelpunkt des Phased Arrays und verschiedenen Winkeln  $\vartheta$  berechnet.

## 5.2 Focal Law-Berechnung mit geometrischer Akustik

Für die Focal Law-Berechnung auf Basis der geometrischen Akustik, wird jedes Element  $n$  des Phased Arrays mit dem anvisierten Fokuspunkt  $F$  gerade verbunden. Die Abstände  $f_n$  werden entsprechend der Schallgeschwindigkeit  $c$  im Medium in die Signallaufzeiten  $t_{tn}$  umgerechnet. Der Ansteuerungszeitpunkt der Einzelemente wird dann mit einer individuellen Verzögerung  $t_{en}$  beaufschlagt, sodass für jedes Element die Summe aus Verzögerung und Laufzeit gleich ist (5.8).

$$t_{t1} + t_{e1} = t_{t2} + t_{e2} = \dots = t_{tN} + t_{eN} \quad \text{mit} \quad t_{tn} = \frac{f_n}{c} \quad \text{und} \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (5.8)$$

Das Element mit dem größten Abstand zum Fokuspunkt wird nicht verzögert; die Elemente, die einen größeren Abstand zum Fokuspunkt haben, werden wenig verzögert; die Elemente die hingegen näher am Fokuspunkt liegen, werden stärker verzögert angesteuert. (5.7) beschreibt den allgemeingültigen Formalismus für die Berechnung der Focal Laws für einen Fokuspunkt  $F(f, \vartheta)$  nach dem geometrischen Modell. Auf diese Weise erreichen alle Signalanteile zum selben Zeitpunkt den entsprechenden Fokuspunkt und überlagern sich konstruktiv.

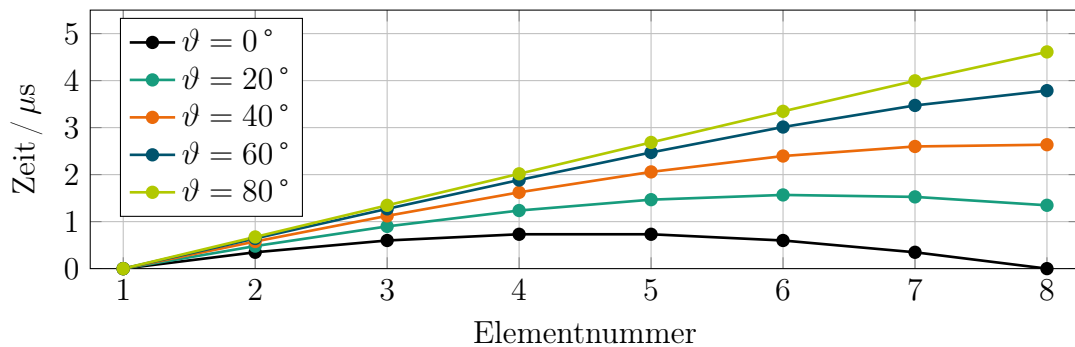


Bild 5.2: Focal Laws nach geometrischer Akustik

In Bild 5.2 sind die Focal Laws für die, in Tabelle 5.1 genannten, fünf Fokuspunkte dargestellt. Weil nur Schwenkwinkel im Bereich  $0^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$  betrachtet werden, ist die Schalllaufzeit für das erste Element  $t_{t1}$  (ganz links in Bild 5.1) immer am größten. Damit ist, unabhängig von der benutzten Methode zur Focal Law-Berechnung, der Ansteuerungszeitpunkt dieses Elements mit  $t_1 = 0$  der Bezugspunkt.

## 5.3 Focal Law-Berechnung mit wellenphysikalischer Simulation

Bei der Focal Law-Berechnung mittels wellenphysikalischer Simulation wird erst die Wellenausbreitung von jedem einzelnen Element des Phased Arrays berechnet (siehe Abschnitt

3.2). Anschließend werden die einzelnen Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  eines jeden Elements im Fokuspunkt hinsichtlich eines definierten Ereignisses ausgewertet.

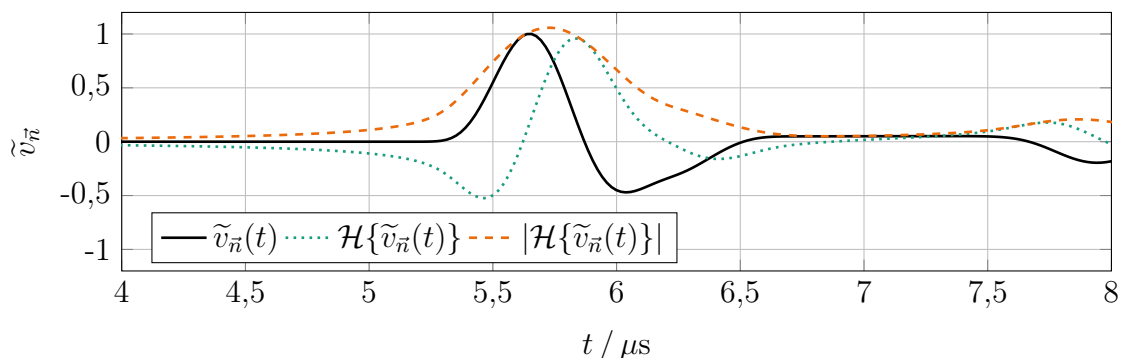


Bild 5.3: Beispiel eines Schallschnellesignals  $v_{\vec{n}}(t)$  mit zugehöriger Hilberttransformierten  $\tilde{\mathcal{H}}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  und Betrag der Hilberttransformierten  $|\tilde{\mathcal{H}}\{v_{\vec{n}}(t)\}|$

Das Bild 5.3 zeigt beispielhaft den Verlauf der Schallschnelle in einem Fokuspunkt. Um den Zeitpunkt zu bestimmen, zu dem das Signal an einem Punkt eintrifft, muss ein eindeutiges Signalereignis definiert werden. Dazu können Maxima, Minima oder Nulldurchgänge des Signals genutzt werden. Bei Signalen mit wenigen Schwingungen wie in Bild 5.3 eignen sich z. B. das Maximum der ersten positiven Halbwellen der Longitudinalwelle mit  $t_L^+ \approx 5,6 \mu\text{s}$  oder das Maximum der Hüllkurve mit  $t_{L,H}^+ \approx 5,75 \mu\text{s}$  (Betrag der Hilberttransformierten im Bereich der Longitudinalwelle  $|\tilde{\mathcal{H}}\{v_{\vec{n}}(t)\}|$ ).

Für die Bestimmung der Focal Laws werden in diesem Abschnitt die Zeitpunkte der Longitudinalmaxima  $t_L^+$  genutzt, weil dies ein früher und eindeutiger Zeitpunkt im Zeitsignal ist und weitestgehend von Interferenzen durch die endliche Quellenausdehnung unbeeinflusst ist.

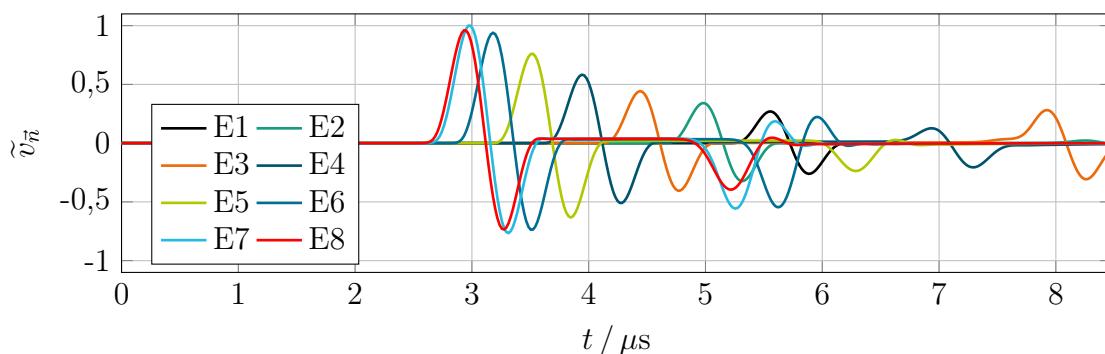


Bild 5.4: Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  der 8 Einzelemente im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20 \text{ mm}$  und  $\vartheta = 40^\circ$  bei einer Aperturmodellierung durch Punkte ( $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}} = 0 \times 0$ )

In Bild 5.4 sind die Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  im Fokuspunkt  $F(f = 20 \text{ mm}, \vartheta = 40^\circ)$  für jedes Einzelement dargestellt. Jedes Einzelement wurde mit einer Punktquelle modelliert. Entsprechend der Diskussion im vorangegangenen Kapitel zur Aperturmodellierung können hierin die gleichen Phänomene, wie bereits diskutiert, beobachtet werden (siehe Abschnitt 4.3.1).

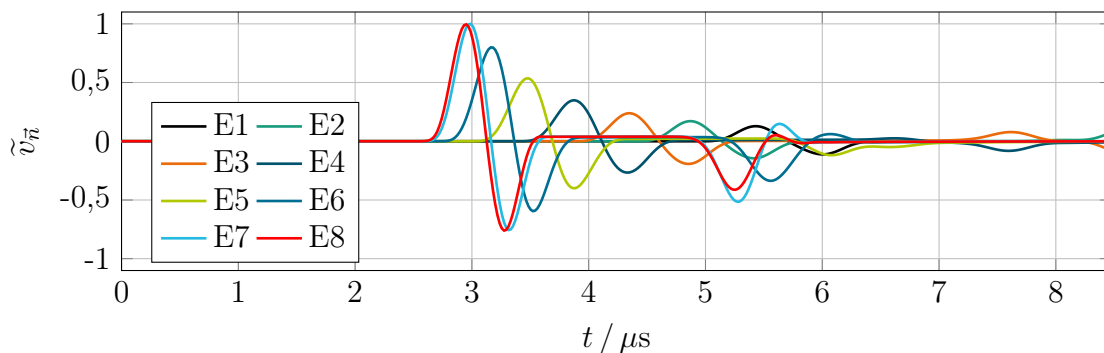


Bild 5.5: Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  der 8 Einzelemente im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$  bei einer Aperturmodellierung durch Linien in  $x$ -Richtung ( $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}} = 3,96 \times 0$  mm)

Werden die Einzelemente mit einer Linie in  $x$ -Richtung (aktive Apertur) modelliert, resultieren die Zeitsignale in Bild 5.5. Darin ist zu erkennen, dass die Signale im Vergleich zur Punktmodellierung (Bild 5.4) mit steigendem Abstand zum Fokuspunkt  $F$  eine deutlich reduzierte Amplitude vorweisen.

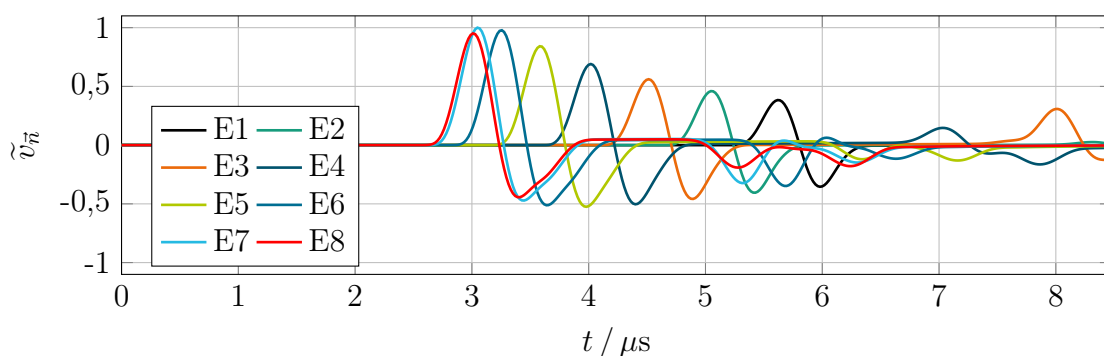


Bild 5.6: Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  der 8 Einzelemente im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$  bei einer Aperturmodellierung durch Linien in  $y$ -Richtung ( $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}} = 0 \times 20$  mm)

Die Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  in Bild 5.6 basieren auf der Aperturmodellierung durch eine Linie in  $y$ -Richtung. Auffallend ist hier, dass die Maxima der Longitudinalwelle  $t_L^+$  nicht so stark gedämpft sind wie bei der Aperturmodellierung durch eine Linienquelle in  $x$ -Richtung. Noch deutlicher ist dieser Unterschied beim Vergleich der Minima der Longitudinalwelle  $t_L^-$ .

Das Bild 5.7 zeigt die Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  ausgehend von einer flächig modellierten Apertur der Einzelemente. Hierbei werden die interferierenden Anteile aus  $x$ - und  $y$ -Richtung überlagert. Da die Modellierung mit einer Punktquellenbelegung von  $\Delta x = \Delta y = 0,1$  mm realisiert wurde, kann davon ausgegangen werden, dass die Zeitsignale realitätsgetreu wiedergegeben sind.

Durch die Auswertung der oben gezeigten Zeitsignale eines jeden Einzelementes folgen unmittelbar die Focal Laws für die unterschiedlichen Aperturmodellierungen indem alle relevanten Maxima konstruktiv überlagert werden. Für den Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm



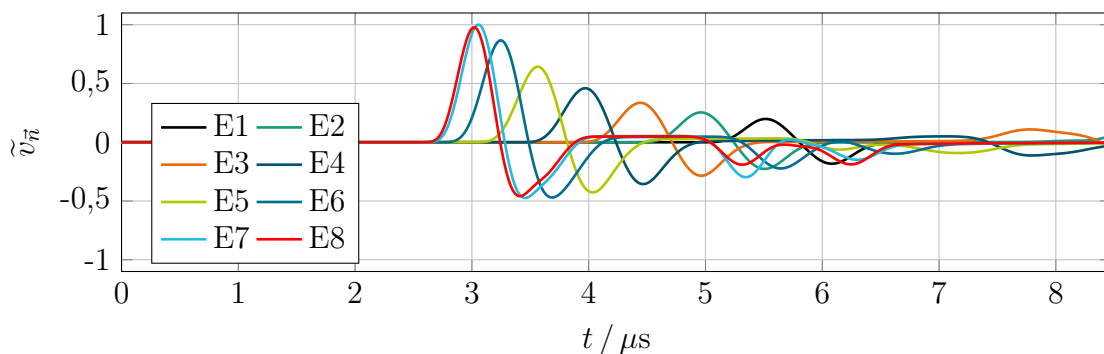


Bild 5.7: Zeitsignale  $v_{\vec{n}}(t)$  der 8 Einzelemente im Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$  bei einer Aperturmodellierung durch Flächen ( $l_{\text{akt}} \times l_{\text{pas}} = 3,96 \times 20 \text{ mm}^2$ )

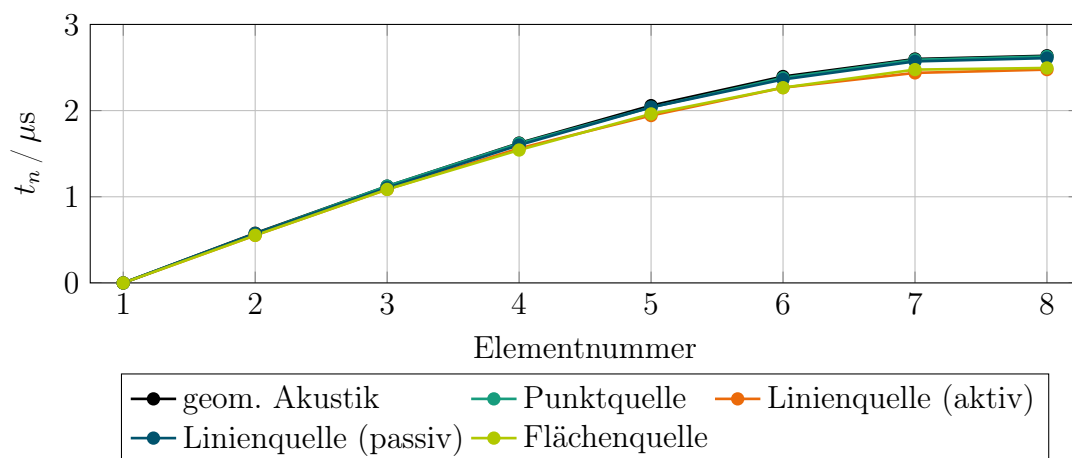


Bild 5.8: Focal Laws bei unterschiedlichen Aperturmodellierungen für den Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$

und  $\vartheta = 40^\circ$  sind die Focal Laws in Bild 5.8 zu sehen. Weil der zeitliche Bezugspunkt das Element mit dem größten Abstand zum Fokuspunkt  $F$  ist, hier das erste Element, ist diese Verzögerungszeit für alle Modellierungen gleich Null:  $t_1 = 0$ . Mit wachsendem Abstand zum Bezugspunkt nehmen dann die Unterschiede der Verzögerungszeiten zu.

Die Unterschiede der Focal Law-Zeiten sind in Bild 5.9 gegenübergestellt. Darin sind, für die Fokussierung auf den genannten Fokuspunkt  $F$ , die Abweichungen der vier wellenphysikalischen Simulationsrechnungen gegenüber der Berechnung mittels geometrischer Akustik, die hier als Bezug genutzt wird, zu sehen:

$$FL_{\text{Geo}} - FL_{\text{Phy}} \quad . \quad (5.9)$$

Deutlich stechen die beiden Modellierungsarten heraus, die den Aperturanteil in der  $x$ -Richtung mitberücksichtigen (Linienquelle in  $x$ -Richtung und Flächenquelle). Die wellenphysikalischen Simulationen mit Punktquellen und Linienquellen in  $y$ -Richtung zeigen nur geringe Abweichungen zur Berechnung nach geometrischer Akustik. Allen Modellierungsarten gemein ist hingegen, dass die Unterschiede der einzelnen Focal Law-Zeiten  $\Delta t$  stets

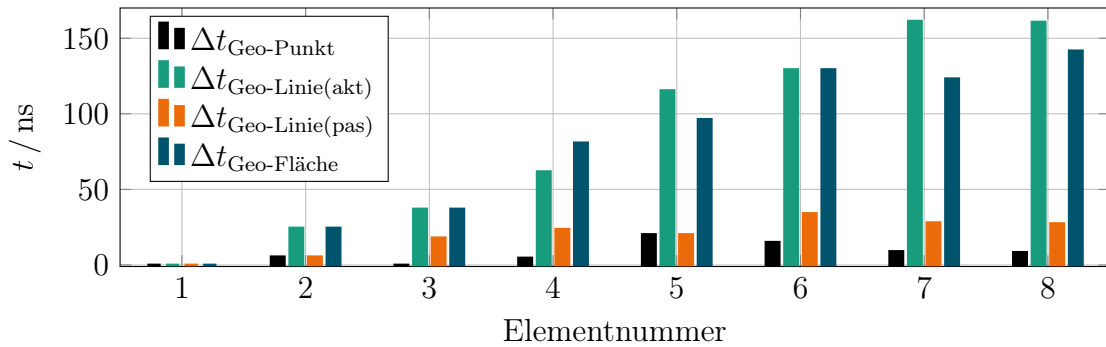


Bild 5.9: Vergleich zwischen den Focal Laws bei unterschiedlichen Aperturmodellierungen für den Fokuspunkt  $F$  mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$  (Bezug: geometrischen Fokussierung)

positiv ausfallen.

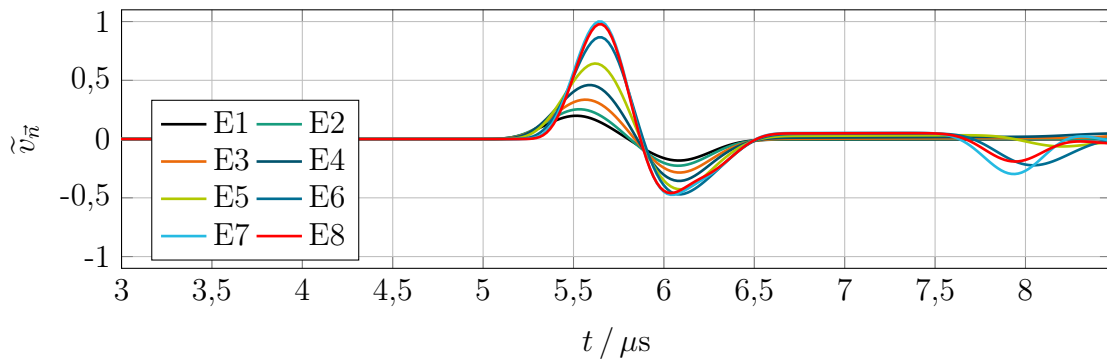


Bild 5.10: Fokussierung nach geometrischer Akustik

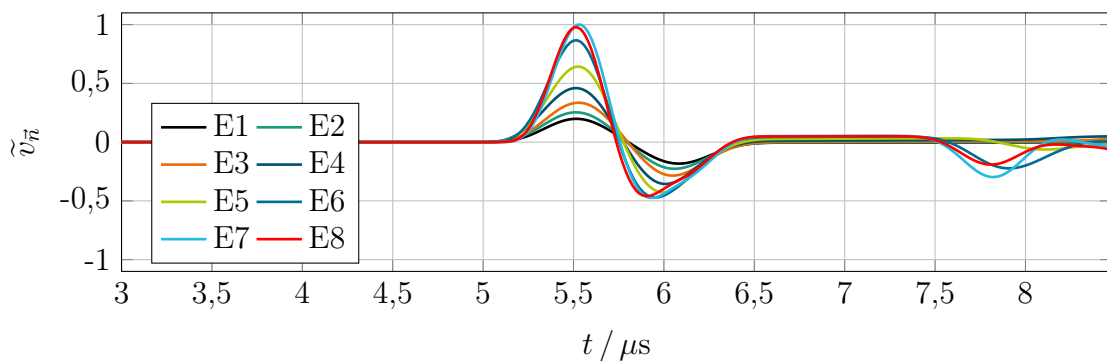


Bild 5.11: Fokussierung mittels wellenphysikalischer Simulation bzgl.  $t_L^+$  und Aperturmodellierung mit einer Fläche

Die Auswirkungen der unterschiedlichen Focal Law-Berechnungen auf die einzelnen Zeitsignale eines Phased Arrays sind in den beiden Bildern 5.10 und 5.11 zu sehen. Mit beiden Methoden wird die konstruktive Überlagerung der Longitudinalwelle im Fokuspunkt erzielt. Für die Berechnung der Focal Laws mittels wellenphysikalischer Simulation muss ein definiertes Ereignis im Zeitsignal bestimmt werden, zu dem die passende Verzögerungszeit

ermittelt wird. Im hier gezeigten Beispiel (Bild 5.11) ist dieses Ereignis das erste Maximum der Longitudinalwelle  $t_L^+$ . Die konstruktive Überlagerung der Einzelsignale wird hinsichtlich der positiven Halbwellen optimal überlagert. Da sich die Signalcharakteristik mit dem Winkel  $\vartheta$  teilweise stark verändert (siehe Abschnitt 4.3.4), kann bei der geometrischen Fokussierung kein definiertes Signalereignis ausgemacht werden.

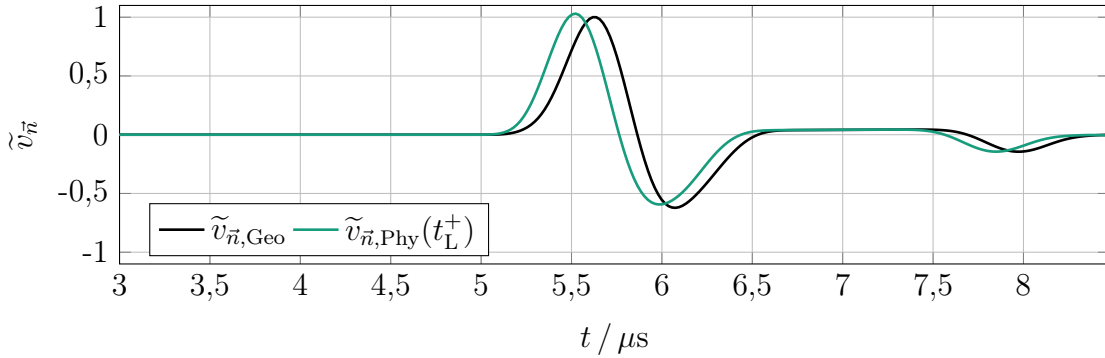


Bild 5.12: Vergleich der Fokussierungen durch geometrische Akustik und wellenphysikalische Simulation

Das Bild 5.12 zeigt die Signale  $\tilde{v}_{\vec{n},\text{Geo}}$  und  $\tilde{v}_{\vec{n},\text{Phy}}$  im Fokuspunkt F mit  $f = 20$  mm und  $\vartheta = 40^\circ$ , die aus der Überlagerung der oben gezeigten Einzelsignale resultieren. Dazu wurde die Fokussierung sowohl mit der Methode der geometrischen Akustik als auch mit der Methode der wellenphysikalischen Simulation durchgeführt.

Da zur Berechnung der modifizierten Focal Laws das erste Maximum der Longitudinalwelle  $t_L^+$  als Ereignis genutzt wurde, wird auch genau dieses Ereignis im resultierenden Signal  $\tilde{v}_{\vec{n},\text{Phy}}$  maximiert. Im Vergleich zur geometrischen Fokussierung wird in diesem Fall eine Signalerhöhung von  $(v_{\vec{n},\text{Phy}}(t_L^+) - v_{\vec{n},\text{Geo}}(t_L^+))/v_{\vec{n},\text{Geo}}(t_L^+) \approx 3\%$  erzielt.

## 5.4 Performancegewinn über dem gesamten Arbeitsbereich

Im vorigen Abschnitt wurde ein Vergleich zwischen den Focal Law-Berechnungen für einen ausgewählten Punkt auf Basis der geometrischen Akustik und auf Basis der wellenphysikalischen Simulation durchgeführt. Für eine allgemeingültige Bewertung der modifizierten Focal Laws wird hier die Berechnung für die Wandlergeometrie (siehe Tabelle 5.1) hinsichtlich des gesamten Arbeitsbereiches mit  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  und  $f = 10, 12, \dots, 24$  mm präsentiert.

In Bild 5.13 sind die Wandlergeometrie und die Analysepunkte des Arbeitsbereiches, in denen die Unterschiede zwischen den Focal Law-Berechnungsarten bewertet werden, dargestellt. Für jeden einzelnen Punkt des Arbeitsbereiches wird die Fokussierung nach geometrischer Akustik und nach wellenphysikalischer Simulation (mittels 4D-CEFIT-PSS) durchgeführt. Zum Vergleich erfolgt die Berechnung der Relation zwischen den hervorgehenden Summensignalen  $v_{\vec{n},\text{Geo}}$  und  $v_{\vec{n},\text{Phy}}$  in den Fokuspunkten nach beiden Methoden.

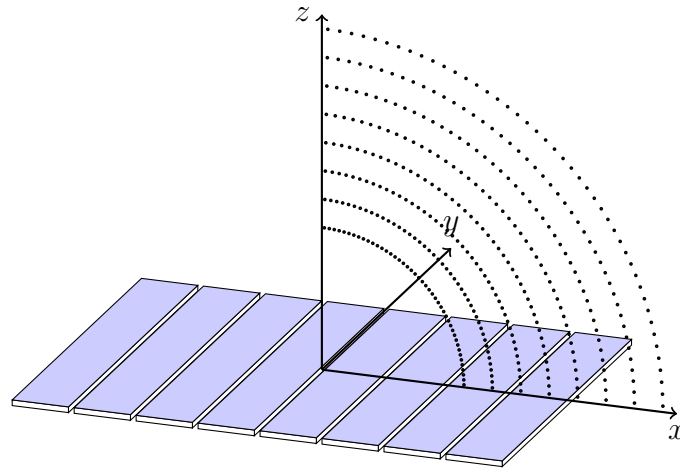


Bild 5.13: Konfiguration des Ultraschallwandlers mit seinem Arbeitsbereich für die Validierung der modifizierten Focal Law-Berechnungen

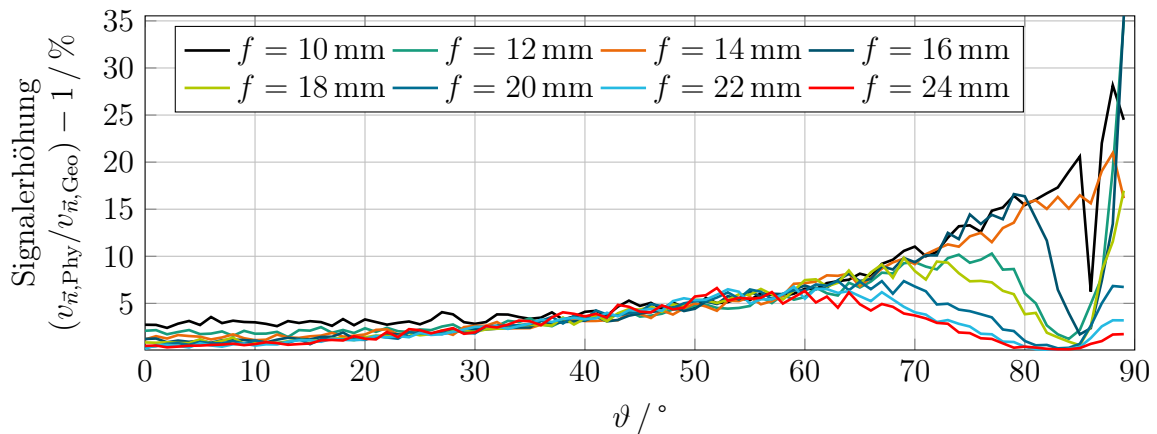


Bild 5.14: Signalerhöhung mittels modifizierten Focal Laws in Abhängigkeit des Schwenkwinkels  $\vartheta$

Das quantitative Ergebnis des Methodenvergleichs zeigt Bild 5.14. Durch die räumliche und zeitliche Diskretisierung der Simulation kann es zu Sprüngen zwischen benachbarten Werten bei den (Zwischen-)ergebnissen kommen, worauf sich die Rauigkeit der Kurven begründet.

Es ist zu erkennen, dass das Signal zum Zeitpunkt  $t_L^+$ , welches durch die wellenphysikalische Simulation fokussiert wird, immer höher ausfällt als jenes, welches auf der Fokussierung nach geometrischer Akustik basiert. Tendenziell nimmt der Unterschied mit wachsendem Abstand des Fokuspunktes vom Wandler ab. Bei der gegebenen Geometrie liegt die Signalerhöhung von  $v_{\vec{n},\text{Geo}}$  zu  $v_{\vec{n},\text{Phy}}$  im Winkelbereich bis  $\vartheta = 0 \dots 50$  bei ca. 5%. Bei größeren Abständen nimmt der Unterschied besonders bei kleinen Winkeln sehr stark ab. Im Arbeitsbereich mit größeren Winkeln ( $\vartheta > 50^\circ$ ) steigt der Zugewinn im Signal auf über 5%. Bei den Fokuspunkten mit einem kleineren Abstand ( $f < 14\text{ mm}$ ) kann das Signal auch über 10% bezüglich  $v_{\vec{n},\text{Geo}}$  ansteigen.

Ab einem Winkel  $\vartheta > 80^\circ$  kann die Signalerhöhung zwar Werte annehmen, die deutlich größer als 10% sind, jedoch handelt es sich hierbei nicht mehr um den sinnvoll nutzba-

ren Arbeitsbereich des Ultraschallwandlers. Einerseits ist der Beitrag im Gesamtschallfeld durch die weit entfernten Einzelemente nur noch minimal und andererseits beeinflussen die RAYLEIGH-Wellen der Einzelemente bereits das Schallfeld in den Fokuspunkten.

## 5.5 Zusammenfassung

Zur Schallbündelformung werden die Einzelemente von Phased Array-Wandlern individuell angesteuert. Diese Verzögerungszeiten heißen Focal Laws. In diesem Kapitel wurden zu Beginn die verschiedenen Ansteuerungsarten vorgestellt: vom segmentweisen Ansteuern, über das Schwenken einer ebenen Schallfront bis hin zum Fokussieren auf beliebige Punkte im Halbraum.

Anhand einer festgelegten Konfiguration wurden zwei verschiedene Fokussierungen durchgeführt: die Fokussierung mittels geometrischer Akustik, die analytisch durchgeführt werden kann, und die wellenphysikalische Simulation, die numerisch gerechnet wird. Für den Fall der numerischen Simulation gilt es, die Modellierung der Einzelemente zu berücksichtigen. In diesem Abschnitt wurden die bereits diskutierten vier verschiedenen Modellierungen: Punkt, Linie in  $x$ -Richtung, Linie in  $y$ -Richtung und Fläche realisiert und die daraus resultierenden Zeitsignale gezeigt. Die Fokussierung, die mit dem Vorgehen, welches aus der geometrischen Akustik hervorgeht, verglichen wurde, basiert dann auf der Aperturmodellierung durch eine Fläche.

Der Vergleich beider Verfahren erfolgt anhand

- der Focal Laws,
- durch die Gegenüberstellung der Zeitsignale, die von den Einzelementen ausgehen und
- durch die Bewertung der überlagerten Signale in den Fokuspunkten des Arbeitsbereiches.

Die wellenphysikalische Simulation der Wellenfelder und die Ableitung der Focal Laws aus den Selbigen ermöglicht eine exakte Bestimmung der Verzögerungszeiten hinsichtlich eines definierten Ereignisses im Zeitsignal. Damit lässt sich eine optimale konstruktive Überlagerung der Einzelsignale realisieren. Im Resultat liefern die modifizierten Focal Laws immer ein größeres Signal als die Focal Laws nach geometrischer Akustik. Der Performancegewinn ist aber eher gering und bewegt sich im einstelligen %-Bereich.

# 6 Zusammenfassung und Ausblick

Das abschließende Kapitel fasst die wesentlichen Inhalte und die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit zusammen. Außerdem wird im Ausblick auf mögliche nachfolgende Arbeiten und sinnvolle Erweiterungen eingegangen.

## 6.1 Zusammenfassung

Die wesentliche Ziele dieser Arbeit waren

1. die ausführliche Untersuchung des individuellen zeitlichen und räumlichen Schwingungsverhaltens der Einzelelemente von Ultraschall-Phased Array-Wandlern,
2. die detaillierte Analyse des Einflusses der Aperturabmessungen von rechteckigen Schwingern auf das Schallwellenfeld und
3. die Focal Law-Berechnung auf Basis der wellenphysikalischen Simulation zur Verbesserung der Signalausbeute im Fokuspunkt und zur Vergrößerung des Arbeitsbereiches von linearen Phased Array-Wandlern.

In Kapitel 1 wurde eine Einführung zum Einsatz der Ultraschallmesstechnik im Bereich der zerstörungsfreien Prüfung und Charakterisierung gegeben, typische Prüfaufgaben definiert sowie auf exemplarische Prüfsituationen eingegangen. Die Fokussierungen von Einzelschwingern mittels natürlichem Fokus, gekrümmter Apertur und mit einer Linse wurden vorgestellt. Anschließend wurden die Phased Array-Wandler eingeführt und der aktuelle Entwicklungsstand betrachtet. Als Schwerpunkt dieser Arbeit stand dabei besonders die Möglichkeit zur Schallbündelformung mit Focal Laws im Vordergrund. Als Beispiel einer Prüfelektronik, die für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stand, wurde die *PCUS<sup>®</sup> pro Array* mit ihren technischen Daten präsentiert.

Das Kapitel 2 widmet sich der Untersuchung des individuellen Schwingungsverhalten von Ultraschallwandlern. Es wurde zur Verdeutlichung der Ortsabhängigkeit des Schwingungsverhaltens auf den Aufbau von Ultraschallwandlern eingegangen und beispielhaft vier wesentliche Aspekte, die bei der Konstruktion der Wandler beachtet werden müssen, näher betrachtet. Mit den Verfahren der Computertomographie und der scannenden akustischen Mikroskopie wurden die theoretisch besprochenen Aspekte und deren Unregelmäßigkeiten messtechnisch nachgewiesen. Durch die laservibrometrische Vermessung von aktiven Ultraschallwandlern konnte das Schwingungsverhalten visualisiert und hinsichtlich seiner Orts- und Zeitabhängigkeit bewertet werden.

Zur Demonstration wurden an einem Referenzkörper unter Laborbedingungen Messungen mit einem Phased Array-Prüfkopf durchgeführt. Die Einzelelemente des Prüfkopfes wurden dafür zum gleichen Zeitpunkt angesteuert und die Zeiten der Rückwandechos ausgewertet. Durch Beaufschlagung der Einzelkanäle mit den entsprechenden Zeitunterschieden zur Kompensation konnte ein Summensignal erzeugt werden, welches eine größere Amplitude hat als im unkompensierten Fall. Die selben Zeitunterschiede führten bei der Impuls-Echo-Messung an einer Querlochbohrung zu einem vergleichbaren Ergebnis.

In Kapitel 3 wurde eine Übersicht über die Methoden der Schallfeldsimulation gegeben. Im Speziellen wurden die analytischen, halbanalytischen und numerischen Methoden vorgestellt und die Anforderungen an die Methode formuliert, die in dieser Arbeit zum Einsatz kommt.

Anschließend wurde die 4D-CEFIT-PSS-Methode vorgestellt. Dabei handelt es sich um ein mehrstufiges numerisches Verfahren, bei dem als Zwischenergebnis das Schallfeld einer Punktquelle mittels CEFIT berechnet wird. Aus dem Schallfeld der Einzelpunktquelle wird über die PSS das Schallfeld eines Einzelelementes berechnet, welches mit individueller Zeitverzögerung zum Gesamtschallfeld eines Phased Array superpositioniert werden kann. Neben den physikalischen Grundlagen wurden zusätzlich Besonderheiten der Schallausbreitung im Festkörper erklärt und Beispielrechnungen vorgestellt.

Der Schwerpunkt von Kapitel 4 liegt in der Analyse des Einflusses der Aperturgröße auf das Schallfeld. Dazu wurden vier Aperturmodelle, die sich auf die gleichen Außenabmessungen beziehen vorgestellt: Punktquelle, Linienquelle in  $x$ -Richtung, Linienquelle in  $y$ -Richtung und Flächenquelle. Die Umsetzung der Modelle erfolgte über die entsprechenden Punktquellenanordnung. Die resultierenden Wellenfelder wurden sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich und unter Berücksichtigung ihrer kartesischen und projizierten Einzelkomponenten analysiert.

In Kapitel 5 wurden zu Beginn die Ansteuerungsarten zur Schallbündelformung von Phased Arrays ausführlich vorgestellt und diskutiert. Anschließend folgte die vergleichende Berechnung der Focal Laws zur Fokussierung auf einen Punkt. Die Fokussierung fand zum einen nach dem Modell der geometrischen Akustik statt. Zum anderen wurde die wellenphysikalische Simulation mit den im vorigen Kapitel vorgestellten Aperturmodellen vorgestellt. Anhand dieser Simulation wurde letztlich das Focal Law extrahiert, mit dem die gewünschte Fokussierung durchgeführt wurde. Abschließend erfolgte sowohl ein Vergleich der Focal Laws, als auch ein Vergleich der resultierenden Summensignale im Fokuspunkt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Beim Aufbau von modernen Ultraschall-Wandlern auf PZT-Komposit-Basis kann eine Vielzahl an toleranzbehafteten Verarbeitungsschritten und Materialien als Ursache für ein zeitlich- und räumlich individuelles Schwingungsverhalten identifiziert werden.
2. Mit der Computertomographie (CT) kann der vollständige innere Aufbau wie z. B. die Kontaktierung und die Elektrodenstrukturierung auf dem PZT-Komposit von Ultraschallwandlern überprüft werden.
3. Die Scannende Akustische Mikroskopie (SAM) eignet sich für die Diagnose von Unregelmäßigkeiten wie z. B. Delaminierungen zwischen der Anpassschicht und dem PZT-

Komposit bei gealterten und beschädigten Prüfköpfen.

4. Das individuelle Schwingungsverhalten von realen Ultraschall-Phased Array-Wandlern kann mithilfe der Laservibrometrie (LDV) räumlich und zeitlich erfasst werden. Am Beispiel zweier Prüfköpfe wurden umfassende Untersuchungen durchgeführt, die das breite Spektrum des Verhaltens von realen Prüfköpfen zeigen und der Annahme des identischen Schwingungsverhaltens der Einzelelemente von Phased Arrays gegenüberstehen.
5. Es wurde eine Simulationsumgebung entwickelt, mit der die Ausbreitung von Schallwellen im isotropen, homogenen und geschichteten Halbraum berechnet werden kann. Dieses numerische kaskadierte Verfahren (4D-CEFIT-PSS) zeichnet sich dadurch aus, dass es nach den entscheidenden Berechnungsschritten Zwischenergebnisse liefert, die bei einer teilweisen Neuparametrierung weiterverwendet werden können. Das resultierende Schallfeld enthält alle wellenphysikalischen Phänomene wie Modenwandlungen und Mehrfachstreuungen eines transient angeregten Ultraschallwandlers.
6. Der Einfluss der tatsächlichen Geometrie der Einzelelemente auf das zeitliche Verhalten und das Spektrum des Schallfeld wurde detailliert untersucht. Dazu wurden vier verschiedene Aperturmodellierungen realisiert (Punkt, Linienquelle in  $x$ -Richtung, Linienquelle in  $y$ -Richtung und Flächenquell) und miteinander verglichen. Dadurch konnten die Einflüsse der  $x$ - und der  $y$ -Ausdehnung getrennt voneinander eruiert werden.
7. Mit der wellenphysikalischen Simulation wurde eine neue Art der Focal Law-Berechnung umgesetzt. Diese Methode wurde ausführlich vorgestellt und mit der Methode nach geometrischer Akustik verglichen. Dieses Verfahren berücksichtigt die Geometrie der Apertur, die physikalische Wellenausbreitung und führt somit zu einer optimalen Überlagerung der Einzelsignale im Fokuspunkt.
8. Durch die Messungen an einem Prüfkörper konnte das individuelle Schwingungsverhalten eines Prüfkopfes nachgewiesen werden. Durch die Kompensierung der Zeitverschiebungen der Einzelsignale untereinander, kann eine höhere Amplitude des Summensignals erzielt werden. Im gezeigten Beispiel wurde eine Signalerhöhung von ca. 1,5 % im unfokussierten Fall und 4 % bei Fokussierung auf einen SDH-Reflektor erzielt.
9. Es wurde eine umfangreiche Validierung für einen Phased Array-Prüfkopf durchgeführt, bei der für verschiedene Fokusse und Schwenkwinkel die Relation zwischen geometrischer Akustik und wellenphysikalischer Simulation quantifiziert wurde. Das Resultat zeigt, dass mit der neuen Methode immer eine bessere Signalausbeute realisiert werden kann. Bei der verwendeten Parametrierung ergibt sich eine bis zu 5 % höhere Signalausbeute für Winkel  $\vartheta = 0 \dots 50^\circ$ .

Die entwickelten Methoden zur Kompensation des charakteristischen Schwingungsverhaltens der Einzelelemente von Ultraschall Phased Array-Wandlern und die Berechnung von Focal Laws auf Basis der wellenphysikalischer Simulation ermöglichen

- die detaillierte Diagnose von Ultraschall-Einzelschwingern und Ultraschall-Phased Arrays,



- die Optimierung der Signalausbeute sowohl im unfokussierten als auch im fokussierenden Betrieb und
- als Unterstützung während der Entwurfsphase beim Sensorbau die optimale Auslegung der Aperturgeometrie.

Im typischen industriellen Umfeld, in dem die Prüftechnik Schwankungen und Störungen ausgesetzt ist, wird die vorgestellte Methode zur Optimierung der Focal Law-Berechnung nur einen geringen messbaren Vorteil bewirken. Dafür bietet die Berechnung nach geometrischer Akustik hinreichend gute Ergebnisse. Unter Laborbedingungen und bei vollautomatischen State-of-the-art-Anwendungen ist die simulationsbasierte Focal Law-Berechnung jedoch denkbar und bei Prüfköpfen mit großen Aperturen bzgl. der Wellenlänge durchaus auch gewinnbringend.

Die in der Arbeit entwickelte Simulationsmethode stellt ein leistungsfähiges Hilfsmittel zur Auslegung und Optimierung von Ultraschallprüfköpfen dar. Insbesondere ermöglicht das Verfahren Prüfköpfe mit ausgefallenen Einzelelementen hinsichtlich ihrer verbliebenen Leistungsfähigkeit zu bewerten.

Die LDV-basierte Diagnose der Prüfköpfe ermöglicht unabhängig vom Einsatzgebiet der Ultraschallwandler eine detaillierte und sichere Ursachenbewertung von äußerlich beschädigten oder gealterten Wandlern.

## 6.2 Ausblick

Bisher wird die Charakterisierung von Sensoren mechanisch und elektrisch mit der Messung von Frequenz, Impedanz, Bandbreite etc. durchgeführt. Mit der hier vorgestellten Messtechnik (CT, SAM, LDV) besteht die Möglichkeit die Charakterisierung von Ultraschall-Phased Array-Wandlern zu erweitern und eine detaillierte und orts aufgelöste Diagnose für die Gesamtapertur und die Apertur der Einzelelemente zu erstellen. Mit der Auswertung einer LDV-Messung kann die Kalibrierung der Einzelkanäle und die Diagnose bezüglich Alterung oder Beschädigung der Sensorik, wie sie in den Normen DIN EN 16392:2 und DIN EN ISO 18563:3 ([6, 7]) beschrieben ist, erweitert werden. Ausfälle und Teilausfälle von Einzelelementen sind somit zu lokalisieren und zu quantifizieren.

Bei modernen Prüfsystemen lassen sich die an der Elektronik angeschlossenen Prüfköpfe eindeutig identifizieren. So wäre ein nächster logischer Schritt sowohl die Kompensation des individuellen Schwingungsverhaltens als auch die modifizierten Focal Laws in Form einer Lookup- oder Offset-Tabelle zu hinterlegen, um bestmögliche Ergebnisse zu erzielen.

Die Mess- und Prüftechnik entwickelt sich auch im Ultraschallbereich immer weiter. Wie die lineare Anordnung von Einzelelementen zu den sogenannten linearen Phased Arrays und der damit verbundenen Schallbündelformung in einer Ebene führte, bildet sich die Erweiterung in die zweite Dimension ab. Matrix Phased Arrays mit dem Potential der dreidimensionalen Schallbündelformung sind bereits erhältlich und werden bei Spezialanwendungen genutzt. Gängige Prüfelektroniken und die dazugehörige Software bieten jedoch meist noch keine standardmäßige Implementierung der Sensorik an. Darüber hinaus besteht gleichzeitig zum praktischen Einsatz der Prüftechnik der Bedarf an Simulationen von Prüfaufgaben.

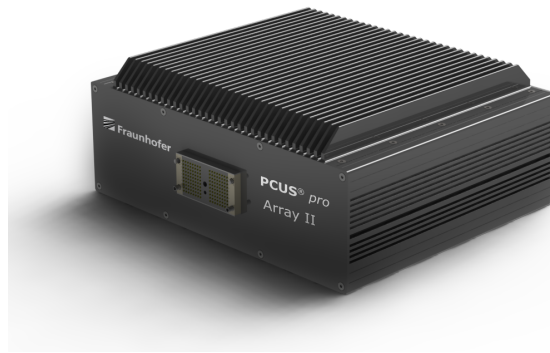


Bild 6.1: Prüfelektronik *PCUS<sup>®</sup> pro Array II* mit 128 parallelen Sende- und Empfangskanälen

Am Fraunhofer IKTS wird bereits an der Weiterentwicklung der Prüfelektronik *PCUS<sup>®</sup> pro Array* gearbeitet (siehe Bild 6.1). Damit ist die Nutzung von Matrix Phased Arrays mit bis zu 128 echten parallelen Kanälen vorgesehen.

Im Bereich der Sensorbaus werden standardmäßig bereits Matrix Arrays mit bis zu  $64 \times 64$  Elementen (z. B. [12, 15]) bzw. als Sonderanfertigungen auch andere Anordnungen angeboten. Für Machbarkeitsstudien und auch zur Unterstützung beim Sensordesign sind Simulationsumgebungen wie die entwickelte 4D-CEFIT-PSS unverzichtbar. Eine Erweiterung der Simulationsumgebung für Matrix Phased Arrays oder auch Annular Arrays (Ring Arrays) wäre ein logischer nächster Schritt.

# Literaturverzeichnis

- [1] Achenbach, J. D. *Wave propagation in elastic solids*, volume 16 of *Applied Mathematics and Mechanics*. North-Holland, Amsterdam, 5 edition, 1987.
- [2] Alvarez-Arenas, T. Acoustic impedance matching of piezoelectric transducers to the air. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 51(5):624–633, May 2004.
- [3] Azar, L., Shi, Y., und Wooh, S.-C. Beam focusing behavior of linear phased arrays. *NDT & E International*, 33(3):189–198, 2000.
- [4] Buzug, T. M. *Einführung in die Computertomographie: Mathematisch-physikalische Grundlagen der Bildrekonstruktion*. Springer, Berlin, 2004.
- [5] Deutsch, V., Platte, M., und Vogt, M. *Ultraschallprüfung: Grundlagen und Industrielle Anwendungen*. Springer, 1997.
- [6] DIN EN 16392-2. *Zerstörungsfreie Prüfung - Charakterisierung und Verifizierung der Ultraschall-Prüfausrüstung mit phasengesteuerten Arrays - Prüfköpfe*. Normenausschuss Materialprüfung (NMP) im DIN, Berlin, 2014.
- [7] DIN EN ISO 18563-3. *Zerstörungsfreie Prüfung - Charakterisierung und Verifizierung der Ultraschall-Prüfausrüstung mit phasengesteuerten Arrays - Vollständige Prüfsysteme*. Normenausschuss Materialprüfung (NMP) im DIN, Berlin, 2014.
- [8] Drinkwater, B. W. und Wilcox, P. D. Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review. *NDT & E International*, 39(7):525–541, 2006.
- [9] Fellingner, P., Marklein, R., Langenberg, K., und Klaholz, S. Numerical modeling of elastic wave propagation and scattering with efit – elastodynamic finite integration technique. *Wave Motion*, 21(1):47–66, 1995.
- [10] Fellingner, P. *Ein Verfahren zur numerischen Lösung elastischer Wellenausbreitungsprobleme im Zeitbereich durch direkte Diskretisierung der elastodynamischen Grundgleichungen*. PhD thesis, Gesamthochschule Kassel, Kassel, 1991.
- [11] Fraunhofer IKTS. Produkte und Dienstleistungen - Fraunhofer IKTS. [http://www.ikts.fraunhofer.de/de/industrial-solutions/ultraschall\\_pruefsysteme/produkte\\_und\\_dienstleistungen.html](http://www.ikts.fraunhofer.de/de/industrial-solutions/ultraschall_pruefsysteme/produkte_und_dienstleistungen.html). 29.08.2015.
- [12] GE. Ultrasonic probes and transducers. <https://www.gemeasurement.com/inspection-ndt/ultrasound/ut-probes-and-transducers>.

- 
- [13] Giurgiutiu, V. *Structural Health Monitoring: with Piezoelectric Wafer Active Sensors*. Elsevier Science, 2007.
- [14] Gommlich, A. und Schubert, F. Laservibrometrische vermessung von phased array-prüfköpfen zur charakterisierung und schadensbewertung. In *DGZfP Jahrestagung*, Dresden, 2013.
- [15] Imasonic. Imasonic SAS - transducteurs et sondes ultrasonores. <http://www.imasonic.com>. 29.08.2015.
- [16] Köhler, B. Impulse response of a piezoelectric layer. *Acta Acustica united with Acustica*, 73(3):144–152, 1991.
- [17] Köhler, B. und Stauch, G. Electric properties of an embedded piezoelectric layer. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 41(5):740–748, 1994.
- [18] Krautkrämer, J. und Krautkrämer, H. *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*. Springer, Berlin, 5 edition, 1986.
- [19] Krimholtz, R., Leedom, D., und Matthaei, G. New equivalent circuits for elementary piezoelectric transducers. *Electronics Letters*, 6(13):398–399, June 1970.
- [20] Kühnicke, E. Simulationsrechnungen - Ein Werkzeug zum Design von angepassten Ultraschallprüfköpfen, zur Auswahl von Prüfköpfen und zum Aufbau von Meßanordnungen. In *DGZfP Jahrestagung*, Berlin, 2001.
- [21] Langenberg, K.-J., Marklein, R., und Mayer, K. *Theoretische Grundlagen der zerstörungsfreien Materialprüfung mit Ultraschall*. Oldenbourg, München, 2009.
- [22] Lerch, R., Sessler, G., und Wolf, D. *Technische Akustik - Grundlagen und Anwendungen*. Springer, Berlin, 2009.
- [23] M2M. M2M - phased array technologies for ndt. <http://www.m2m-ndt.com/>. 29.08.2015.
- [24] Marklein, R. *Numerische Verfahren zur Modellierung von akustischen, elektromagnetischen, elastischen und piezoelektrischen Wellenausbreitungsproblemen im Zeitbereich basierend auf der Finiten Integrationstechnik*. PhD thesis, Universität Kassel, Kassel, 1997.
- [25] Marklein, R. The finite integration technique as a general tool to compute acoustic, electromagnetic, elastodynamic, and coupled wave fields. Seiten 201–244, 2002.
- [26] Mason, W. P. *Electromechanical Transducers and Wave Filters*. D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 2 edition, 1948.
- [27] Matthies, K., Erhard, A., Ernst, H., Hübschen, G., Just, T., Völz, U., und Wessels, J. *Ultraschallprüfung von austenitischen Werkstoffen*. DVS Media GmbH, 1 edition, 2009.

- [28] Möser, M. und Kropp, W. *Körperschall: Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen*. Springer, Berlin, 2010.
- [29] Olympus. Olympus - non destructive ultrasonic test equipment, ... <http://www.olympus-ims.com>. 30.07.2014.
- [30] O’Neill, H. Theory of focusing radiators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 21(5):516–526, 1949.
- [31] Peiffer, A., Köhler, B., und Petzold, S. The acoustic finite integration technique for waves of cylindrical symmetry (cafit). *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(2):697–706, 1997.
- [32] Scheben, R. *Algorithmen zur 3D-Ultraschall Rekonstruktion*. PhD thesis, Universität des Saarlandes, 2012.
- [33] Schlengermann, U. Schallfeldausbildung bei ebenen Ultraschallquellen mit fokussierenden Linsen. *Acustica*, 30(6):291–300, 1974.
- [34] Schubert, F., Köhler, B., Joneit, D., May, R., Schmidt, F., Kühnicke, H., Frankenstein, B., Hentschel, D., und Meyendorf, N. Simulation, Aufbau und Charakterisierung von Ultraschall-Gruppenstrahlerprüfköpfen für Sampling Phased Array - Anwendungen. In *DGZfP Jahrestagung*, 2007.
- [35] Schubert, F. *Ausbreitungsverhalten von Ultraschallimpulsen in Beton und Schlussfolgerungen für die zerstörungsfreie Prüfung*. PhD thesis, Technische Universität Dresden, Dresden, 1999.
- [36] Schubert, F. Numerical time-domain modeling of linear and nonlinear ultrasonic wave propagation using finite integration techniques – theory and applications. *Ultrasonics*, 42(1-9):221–229, 2004.
- [37] Schubert, F., Peiffer, A., Köhler, B., und Sanderson, T. The elastodynamic finite integration technique for waves in cylindrical geometries. *Journal of the Acoustical Society of America*, 104(5):2604–2614, 1998.
- [38] Sherrit, S., Leary, S., Dolgin, B., und Bar-Cohen, Y. Comparison of the mason and klm equivalent circuits for piezoelectric resonators in the thickness mode. In *IEEE Ultrasonics Symposium*, volume 2, Seiten 921–926, 1999.
- [39] Silk, M. G. *Ultrasonic transducers for nondestructive testing*. Adam Hilger, Bristol, 1984.
- [40] Tessonics. Quality control through ultrasonic imaging. <http://www.tessonics.com>. 30.07.2014.
- [41] Šutilov, V. A. *Physik des Ultraschalls*. Akademie-Verlag, Berlin, 1984.
- [42] Vanaverbeke, S. und Van Den Abelea, K. Two-dimensional modeling of wave propagation in materials with hysteretic nonlinearity. *Journal of Acoustical Society of America*, 122(1):58–72, 2007.

- [43] Ramm von, O. T. und Smith, S. W. Beam steering with linear arrays. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, BME-30:438–452, 1983.
- [44] Walter, S., Nieweglowski, K., Rebenklau, L., Wolter, K.-J., Lamek, B., Schubert, F., Heuer, H., und Meyendorf, N. Manufacturing and electrical interconnection of piezoelectric 1-3 composite materials for phased array ultrasonic transducers. In *ISSE '08. 31st International Spring Seminar on Electronics Technology*, Seiten 255–260, 05 2008.
- [45] Walter, S., Herzog, T., und Heuer, H. Investigations on aluminum nitride thin film properties and design considerations for smart high frequency ultrasound sensors. In *The Second International Conference on Sensor Device Technologies and Applications*, 2011.
- [46] Walter, S., Oettl, A., Bohm, J., Heuer, H., und Zerna, T. Ultraschallprüfung in der Elektronikfertigung – ein neuer Markt? In *DGZfP Jahrestagung*, 2010.
- [47] Zhu, J. *Optimization of matching layer design for medical ultrasonic transducer*. PhD thesis, Pennsylvania State University, 2008.

# A CEFIT-PSS – Beispielkonfigurationen

Zur Veranschaulichung des CEFIT-PSS-Algorithmus' sind nachfolgend drei Konfigurationen mit den dazugehörigen Resultaten aufgeführt.

Als Aperturmodelle wurden

1. eine Punktapertur im Ursprung  $P(0,0,0)^T$ ,
2. eine Kreisapertur mit  $r_a = 5$  mm und
3. eine Rechteckapertur mit  $l_{akt} = 4$  mm und  $l_{pas} = 10$  mm

auf der spannungsfreien Oberfläche des Halbraums bei  $z = 0$  realisiert.

Für die Darstellung der Ergebnisse wurden aus dem Rekonstruktionsvolumen im Halbraum mit  $z > 0$  drei Ebenen definiert:

1. eine  $xz$ -Ebene mit  $y = 0$ ,
2. eine  $yz$ -Ebene mit  $x = 0$  und
3. eine  $xy$ -Ebene mit  $z = 20$  mm.

In jeder Ebene werden die kartesischen Einzelkomponenten der Schallschnelle  $v_x$ ,  $v_y$  und  $v_z$  sowie der Betrag  $|v|$  zu einem festen Zeitpunkt dargestellt. Da alle vorgestellten Aperturmodelle symmetrisch zur  $x$ - und  $y$ -Achse sind, heben sich sowohl alle  $v_y$ -Anteile in der  $xz$ -Ebene als auch alle  $v_x$  in der  $yz$ -Ebene vollständig auf. Deshalb entfallen diese Resultate in den nachfolgenden Darstellungen.

# A.1 Punktapertur

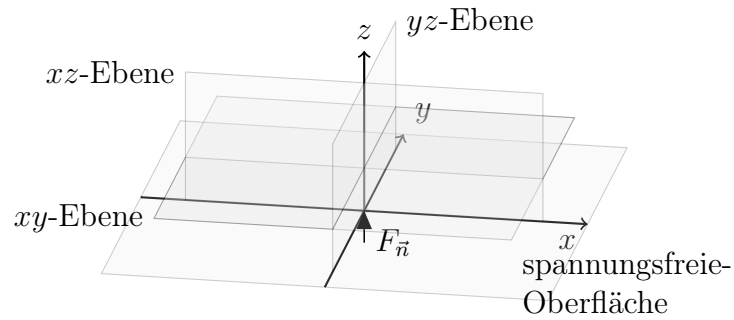


Bild A.1: Punktförmige Apertur im Ursprung und Analyseebenen

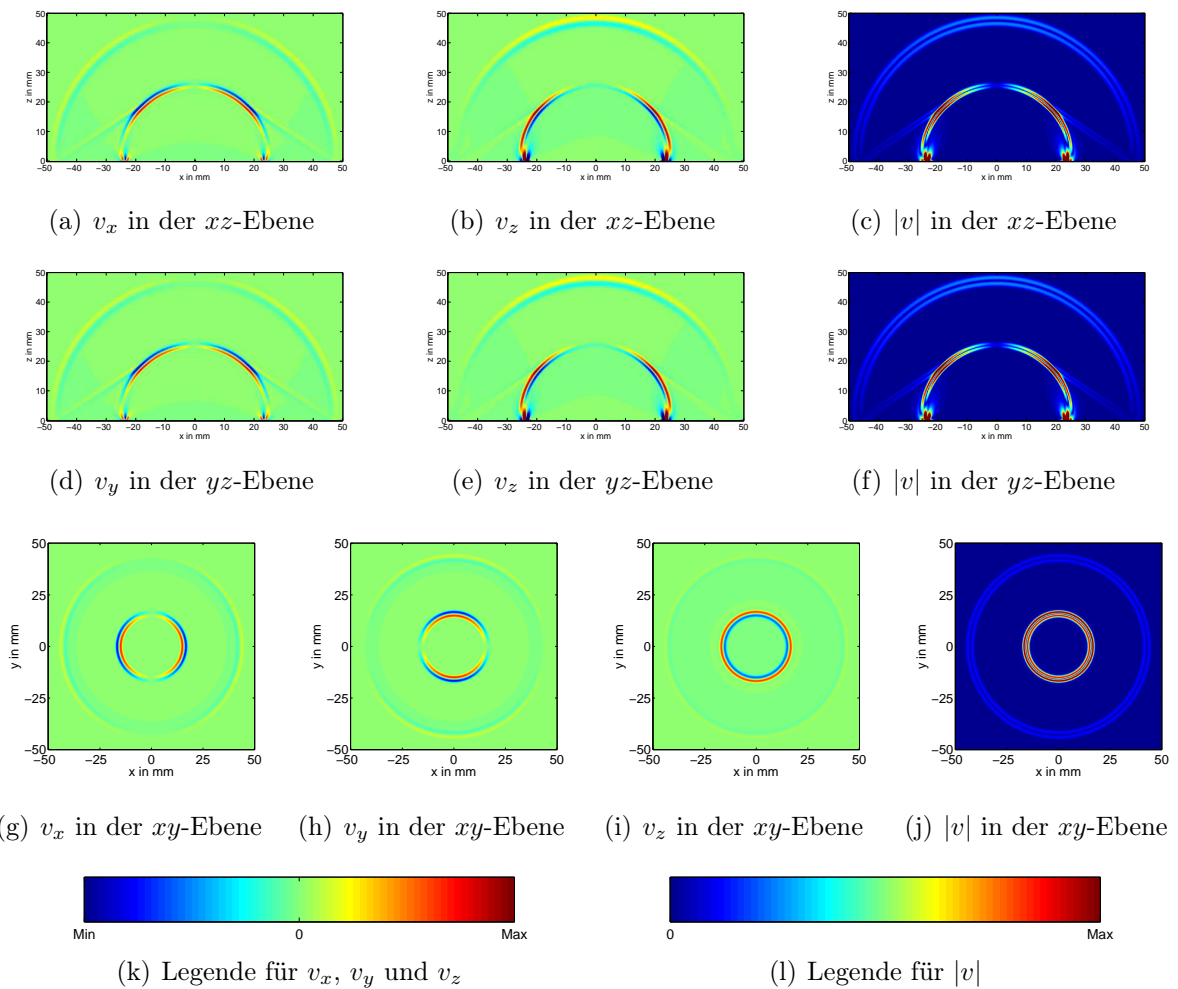


Bild A.2: Ergebnisse der CEFIT-PSS-Simulation für eine Punktapertur



## A.2 Kreisapertur

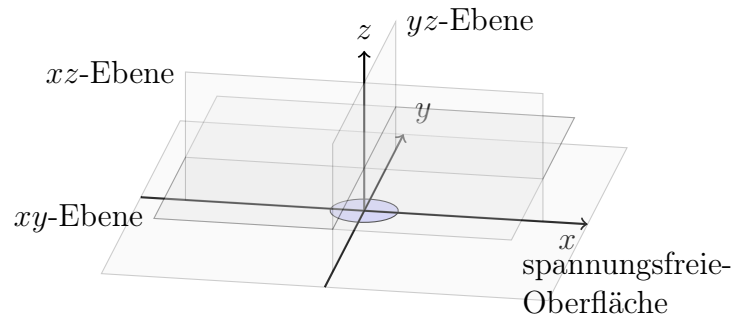


Bild A.3: Kreisförmige Apertur und Analyseebenen

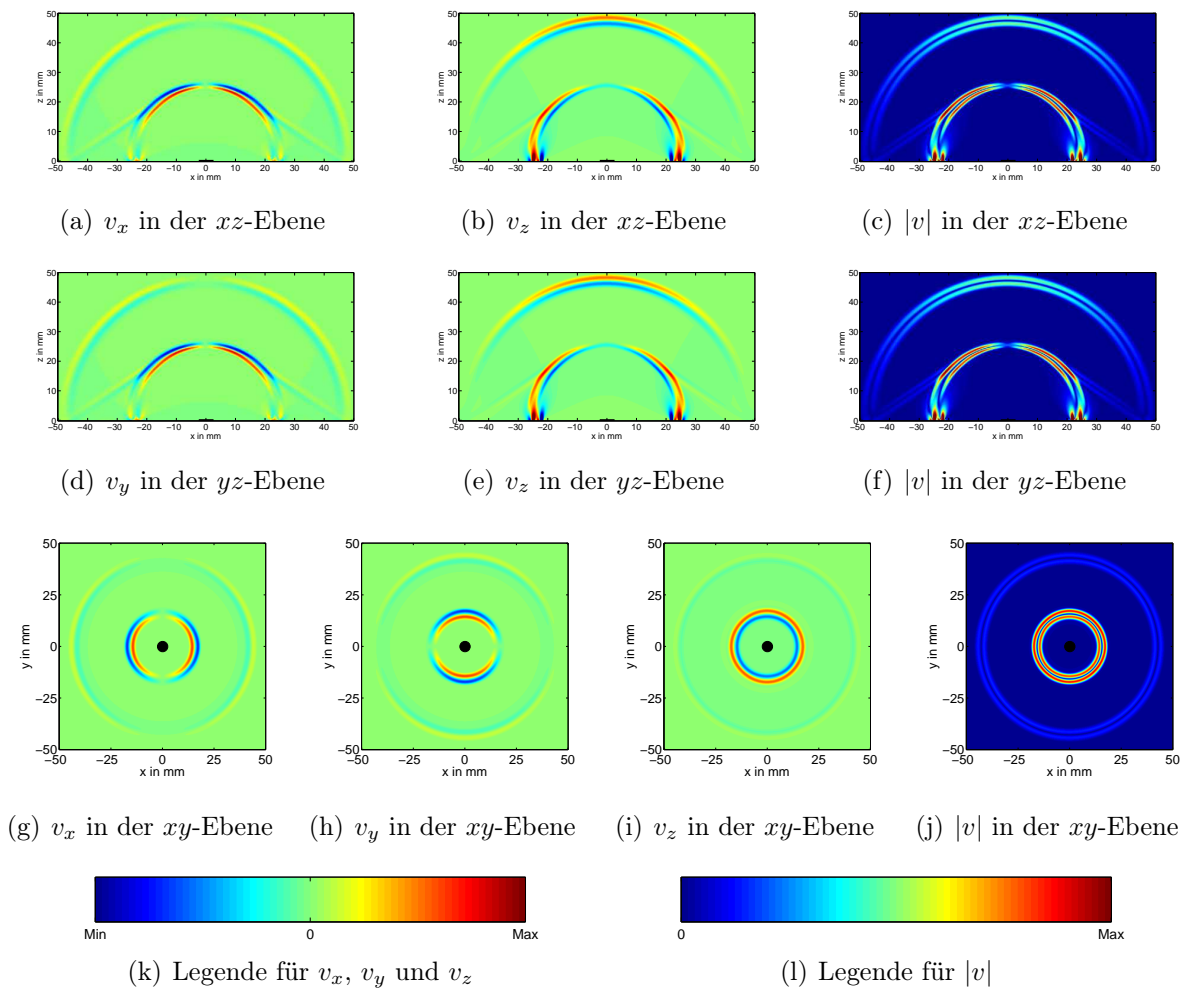


Bild A.4: Ergebnisse der CEFIT-PSS-Simulation für eine Kreisapertur

# A.3 Rechteckapertur

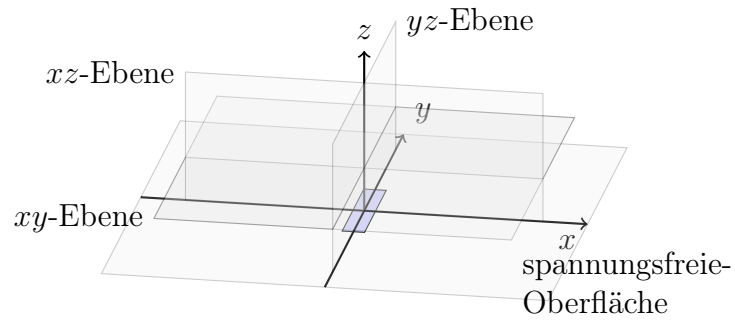


Bild A.5: Rechteckförmige Apertur und Analyseebenen

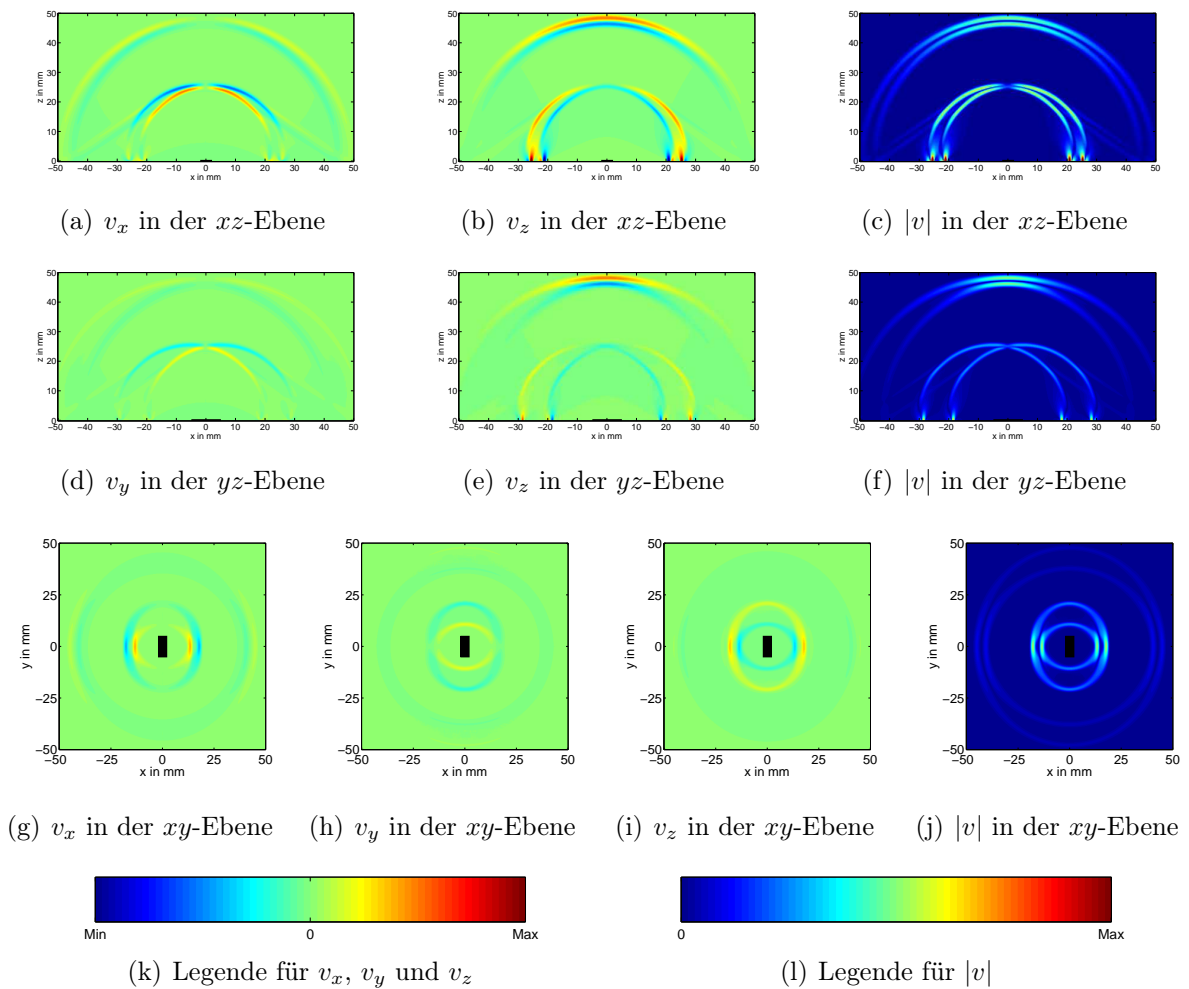


Bild A.6: Ergebnisse der CEFIT-PSS-Simulation für eine Rechteckapertur

# B Maximaler Punktquellenabstand

Die Punktquellensynthese ist ein Werkzeug zur Modellierung von Aperturen und der numerischen Schallfeldsimulation. Dabei werden Punktquellen so angeordnet, dass bei einer simultanen Anregung nicht mehr die Richtcharakteristik der einzelnen Punktquellen wirksam ist, sondern die Punktquellen als zusammengehörige Apertur wirken. Dabei darf ein maximaler Abstand zwischen den Punktquellen  $\Delta x$  bzw.  $\Delta y$  nicht überschritten werden. Dieser maximale Abstand der Punktquellen untereinander richtet sich in erster Linie nach der minimalen Wellenlänge  $\lambda_{\min}$  des zu analysierenden Signals.

Da alle Schallwellen durch das selbe Signal in Normalenrichtung angeregt werden, kann die Frequenz  $f$  für alle Schallwellenarten als gleich gelten. Somit wird der Unterschied in den Wellenlängen der verschiedenen Schallwellenarten durch deren spezifische Schallgeschwindigkeiten  $c_L$ ,  $c_T$ ,  $c_R$  etc. hervorgerufen. Im Fall der Schallwellenausbreitung in Festkörpern gilt allgemein:  $c_L > c_T > c_R$ .

In [1, 22, 28] werden Abschätzungen für  $c_R$  auf Basis der Poissonzahl  $\nu$  vorgestellt, die für Stahl ( $\nu = 0,27 \dots 0,3$ ) die Relation (B.1) ergeben.

$$c_R \approx 0,9 \cdot c_T \quad (\text{B.1})$$

Folglich liefert die RAYLEIGH-Welle die kleinste Wellenlänge  $\lambda_{\min} = \lambda_R$ , die bei den Punktquellenabständen  $\Delta x$  und  $\Delta y$  auf der Apertur berücksichtigt werden muss.

Nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem muss die Abtastfrequenz  $f_S$  eines bandbegrenzten Signals mindestens doppelt so groß sein wie die größte enthaltene Frequenz  $f_{\max}$  (B.2), was für die Wellenlänge reziprok gilt.

$$f_S \stackrel{!}{>} 2f_{\max} \quad \text{bzw.} \quad \Delta x, \Delta y \stackrel{!}{<} \frac{1}{2} \lambda_{\min} \quad (\text{B.2})$$

Zur Validierung dieser Annahmen und des so ermittelten maximalen Abstands der Punktquellen untereinander auf einer Apertur  $\Delta x$  und  $\Delta y$ , wird das Schallfeld mittels RAYLEIGH-Integral (B.3) berechnet.

$$p(x, y, z) = -\frac{j\omega\rho}{2\pi} \int_S v(S) \frac{e^{jkR}}{R} dS \quad (\text{B.3})$$

Das RAYLEIGH-Integral liefert den Schalldruck im Raum  $p(x, y, z)$  ausgehend von einer Apertur mit der Fläche  $S$  und der harmonischen Anregung durch die Frequenz  $f = \omega/2\pi$ .

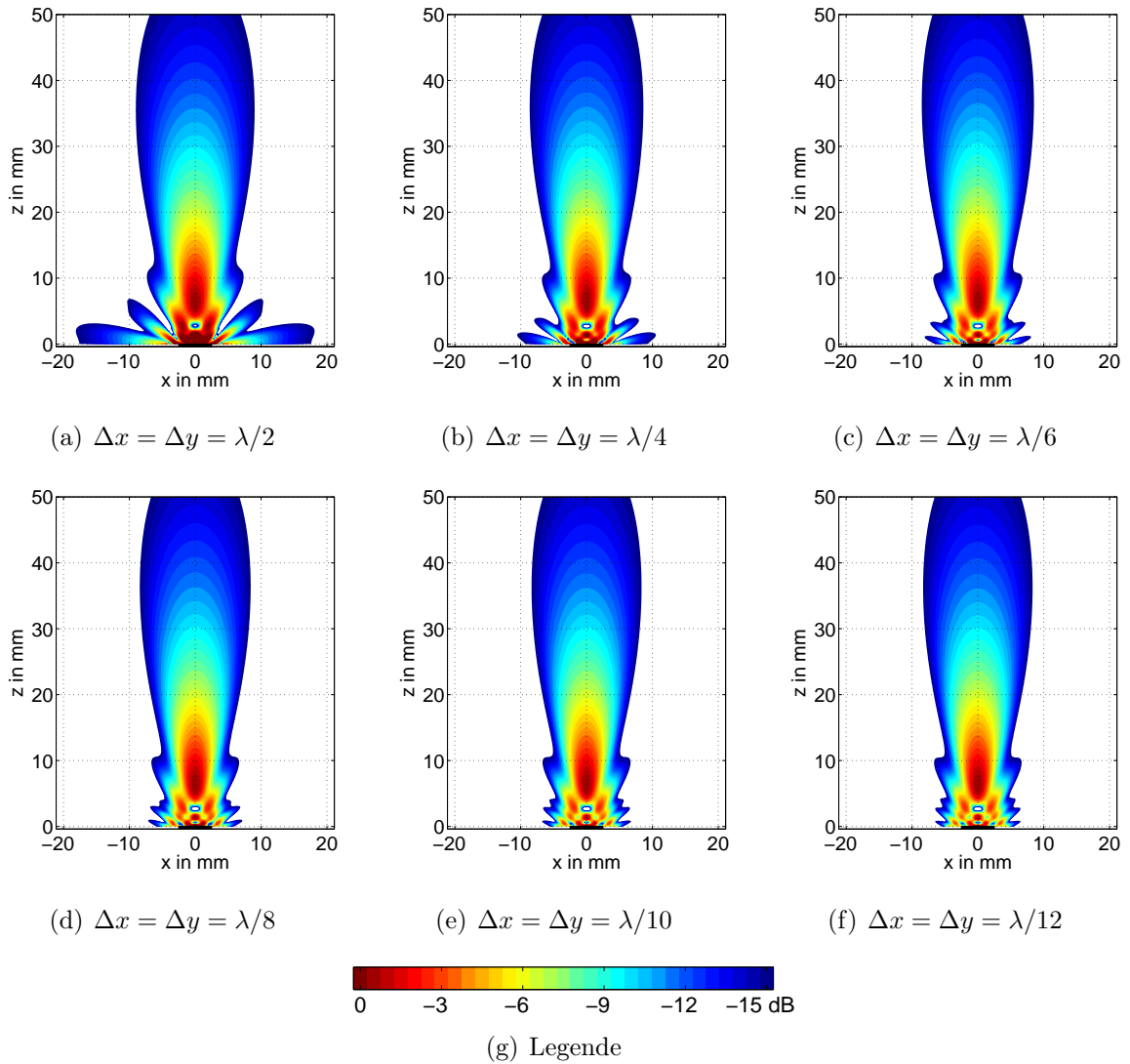


Bild B.1: Mittels RAYLEIGH-Integral berechnetes harmonisches Schallfeld ( $c = 2880$  m/s und  $f = 3$  MHz) einer kreisförmigen Apertur mit dem Durchmesser  $d = 5$  mm bei unterschiedlichen Punktquellendichten ( $\Delta x, \Delta y$ )

In Bild B.1 sind die mittels RAYLEIGH-Integral berechneten harmonischen Schallfelder eines kreisförmigen unfokussierten Kolbenschwingers dargestellt. Die Nahfeldlänge liegt bei  $N = d^2/4\lambda = 6,5$  mm. Die einzelnen Berechnung unterscheiden sich durch jeweils eine andere Punktquellenbelegung auf der Apertur. So zeigt das Bild B.1(a) das Resultat bei zwei Punktquellen pro Wellenlänge sowohl in  $x$ -Richtung als auch in  $y$ -Richtung. In der nachfolgenden Berechnung (Bild B.1(b)) liegen bereits 4 Punktquellen pro Wellenlänge vor. So wird die Punktquellendichte sukzessiv bis 12 Punkte pro Wellenlänge (Bild B.1(f)) erhöht.

Es zeigt sich, dass sich das Schallfeld welches mit einem äquidistanten Punktquellenabstand  $\Delta x = \Delta y = \lambda/2$  berechnet wurde deutlich von dem Schallfeld mit doppelter Anzahl von Punktquellen unterscheidet. Hingegen sind kaum noch Veränderungen zu dem Resultat bei sechs Punktquellen pro Wellenlänge festzustellen.

Mit dem Ziel der näherungsfreien Berechnung von Schallfeldern, bei denen alle wellenphysikalischen Phänomene berücksichtigt werden, wurde unter Berücksichtigung des CEFIT-Eingangssignals (siehe Abschnitt 3.2, Bild 3.4) ein Punktquellenabstand von  $\Delta x = \Delta y = 0,2$  mm festgelegt.

Tabelle B.1: Anzahl der Punktquellen pro Wellenlänge in Stahl bei  $f_1 = 1,1$  MHz und  $f_2 = 3$  MHz sowie  $\Delta x = \Delta y = 0,2$  mm

Wellenart	Schallgeschwindigkeit $c$ in m/s	Wellenlänge $\lambda_1/\lambda_2$ in mm	Anzahl Punktquellen in $\lambda^{-1}$
Longitudinal	5900	5,36/1,97	26/9
Transversal	3200	2,91/1,07	14/5
RAYLEIGH	2880	2,62/0,96	13/4

Der Tabelle B.1 können die zu dem gewählten Punktquellenabstand und dem Eingangssignal der CEFIT-Rechnung wesentlichen Wellenarten und der daraus resultierenden Punktquellenanzahl entnommen werden. Die Mittenfrequenz des genutzten Signals beträgt  $f = 1,1$  MHz. Somit entfallen bei einer Schallgeschwindigkeit der RAYLEIGH-Welle von  $c_R = 2880$  m/s 13 Punkte pro Wellenlänge. Wird hingegen die Frequenz von  $f = 3$  MHz, bei der das Spektrum zu Null wird, angenommen, liegen immer noch 4 Punkte im Bereich einer Wellenlänge.

Somit wird bei der Schallfeldberechnung mit dieser Parametrierung des 4D-CEFIT-PSS-Algorithmus die gesamte Wellenphysik abgebildet ohne dass störende Interferenzen durch einen zu groben Punktquellenabstand entstehen.

# C Simulationsparameter

Tabelle C.1: Parameter der 4D-CEFIT-PSS-Simulation

		Parameter	Wert	Einheit
CEFIT	Dichte	$\rho$	7800	kg/m <sup>3</sup>
	Schallgeschwindigkeit - longitudinal	$c_L$	5900	m/s
	Schallgeschwindigkeit - transversal	$c_T$	3200	m/s
	Simulationszeit	$t$	8,47	$\mu$ s
	Simulationsraum - radial	$r$	0 ... 50	mm
	Simulationsraum - vertikal	$z$	0 ... 50	mm
	zeitliche Diskretisierung	$\Delta t$	19,04	ns
	räumliche Diskretisierung - radial	$\Delta r$	79,87	$\mu$ m
	räumliche Diskretisierung - vertikal	$\Delta z$	79,87	$\mu$ m
	PSS	Aperturdiskretisierung - $x$ -Richtung	$\Delta x$	0,2
Aperturdiskretisierung - $y$ -Richtung		$\Delta y$	0,2	mm

Die Tabelle C.1 zeigt alle wichtigen Parameter, die bei der Schallfeldberechnung mittels 4D-CEFIT-PSS festgelegt wurden. Dazu gehören im Wesentlichen die materialspezifischen Größen und die Angaben zur räumlichen und zeitlichen Diskretisierung der CEFIT-Rechnung. Für die Punktquellensynthese (PSS) ist hingegen die Punktquellendichte von Entscheidung.